

PUBLICATIONS DE L'UNIVERSITÉ DE NANCY
FACULTÉ DES SCIENCES

THÈSES présentées à la Faculté des Sciences
de l'Université de Nancy
pour obtenir le grade de DOCTEUR INGÉNIEUR
par MICHEL LE BARS

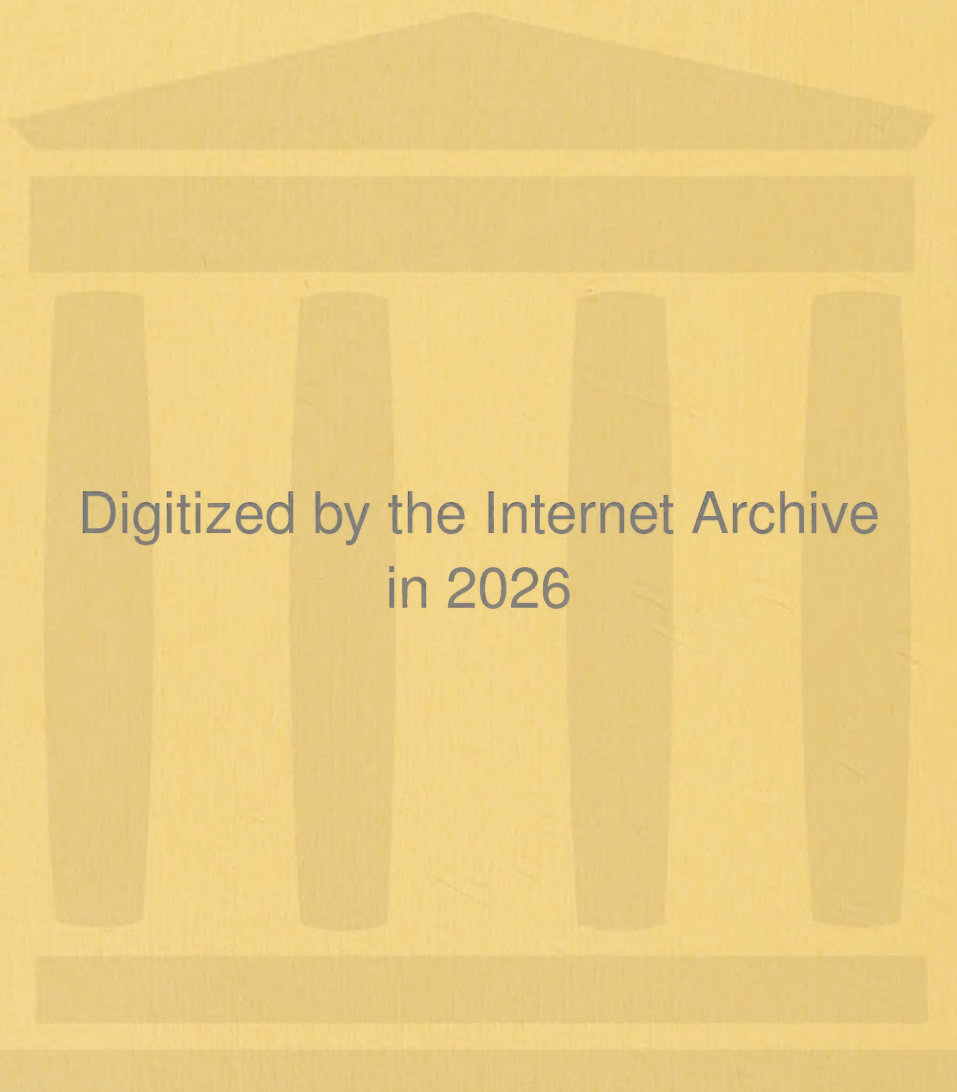
Ingénieur E. N. S. E. M.
Licencié ès Sciences

tude de la diffusion et du ralentissement d'un flux
de neutrons rapides en milieu hydrogéné.
Application à la réalisation d'un compteur puits
de neutrons, à haute efficacité et à réponse définie
en fonction de l'énergie.

Soutenues le 20 Juin 1967, devant la Commission d'Examen

MEMBRES DU JURY

MM. J. BARRIOL	Président
G. AMBROSINO	Examineurs
M. FELDEN	
R. HAUG	



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41555020_0010

PUBLICATIONS DE L'UNIVERSITÉ DE NANCY
FACULTÉ DES SCIENCES

THÈSES présentées à la Faculté des Sciences
de l'Université de Nancy
pour obtenir le grade de DOCTEUR INGÉNIEUR
par MICHEL LE BARS

Ingénieur E. N. S. E. M.
Licencié ès Sciences

Étude de la diffusion et du ralentissement d'un flux
de neutrons rapides en milieu hydrogéné.

Application à la réalisation d'un compteur puits
de neutrons, à haute efficacité et à réponse définie
en fonction de l'énergie.

Soutenues le 20 Juin 1967, devant la Commission d'Examen

MEMBRES DU JURY

MM.	J. BARRIOL	Président
	G. AMBROSINO	
	M. FELDEN	Examineurs
	R. HAUG	



UNIVERSITE DE NANCY - FACULTE DES SCIENCES

Doyen : M. AUBRY
Assesseur M. GAY

Doyens honoraires : MM. CORNUBERT - DELSARTE - POUBAULT.

Professeurs honoraires : MM. PAYBAUD - LAFFITTE - LERAY - JOLY - LAPORTE - EIXHHORN - GODEMENT - DUBREUIL - L. SCHWARTZ - DIEUDONNE - DE MALLEMANN - LONGCHAMBOY - LETORT - DODE - GAUTHIER - GOUDET - OLMER - CORNUBERT - CHAPELLE - GUERIN - WARL.

Maître de conférences honoraires : MM. LIENHART - PIERRET.

PROFESSEURS

MM.			
DELSARTE	Chimie biologique	*MALAPRADE	Chimie
POUBAULT	Analyse supérieure	MANGENOT	Botanique
CAPELLE	Géologie	GAYET	Physiologie
VEILLET	Mécanique Rationnelle	BONVALET	Mécanique appliquée
BARRIOL	Chimie théorique	HADNI	Physique
BIZETTE	Physique	*BASTICK	Chimie
GUILLIEN	Electronique	DUCHAUFOUR	Pédologie
GIBERT	Chimie Physique	GARNIER	Agronomie
LEGRAS	Mécanique Rationnelle	NEEL	Chimie org. ind.
BOLFA	Minéralogie et	BERNARD	Géologie appliquée
	Cristallographie	*CHAMPIER	Physique
NICLAUSE	Chimie	*GAY	Chimie biologique
FAIVRE	Physique appliquée	STEPHAN	Zoologie
AUBRY	Chimie minérale	*CONDE	Zoologie
COPPENS	Radiogéologie	*WEPNER	Botanique
DUVAL	Chimie	EYMARD	Calcul dif. et intég.
FRUHLING	Physique	LEVISALLES	Chimie organique
HILLY	Géologie	Mme HERVE	Méthodes Mathématiques de la Physique
LE GOFF	Génie Chimique		
SUHNER	Physique expérimentale	*GOSSE	Mécanique Physique
CHAPON	Chimie biologique	FELDEN	Physique
HEROLD	Chimie min.indus.	*DAVOINE	Physique (ENSMIN)
SCHWARTZ B.	Exploitation minière	N.....	Chimie Biologique

(* Professeur titulaire à titre personnel)

Maîtres de Conférences

Mme	BASTICK	Chimie M.P.C. (Epinal)
MM.	GUDEFIN	Physique
	ROCCI	Géologie
	VUILLAUME	Psychophysiologie
	FRENTZ	Biologie Animale
	HORN	Physique propédeutique
	LAFON	Physique (I.S.I.N.)
	MARI	Chimie (I.S.I.N.)
	AUROUZE	Géologie
	DEVIOT	Physique du solide
	FLECHON	Physique M.P.C.
Mle	HUET	Mathématiques S.P.C.N. (en disponibilité)
	VIGNES	Métallurgie
	BALESDENT	Thermodynamique chimique appliquée
	BLAZY	Minéralogie appliquée (E.N.S.G.)
	JANOT	Physique M.P.C. (Epinal)
	JACQUIN	Pédologie et chimie agricole
	MAINARD	Physique M.G.P.
	CACHAN	Entomologie appliquée (E.N.S.A.)
	MARTIN	Chimie M.P.C.
	PAULMIER	Mécanique expérimentale
	PROTA3	Minéralogie
	COURTILLOT	Mécanique des Fluides
	JOZEFOWICZ	Physico-chimie
	JURAIN	Géologie (S.P.C.N.)
	PIVAIL	Chimie appliquée (C.U.C.E.S.)
	VILLERMAUX	Génie Chimique
	METCHE	Biochimie appliquée (Brasserie)

N... Probabilités et statistiques
N... Mécanique (I.S.I.N.)
N... Mathématiques
N... Mathématiques M.P.C.
N... Mathématiques S.P.C.N.

N... Mathématiques appliquées
N... Mécanique des fluides (I.S.I.)
N... Physiologie animale
N... Mathématiques M.P.

Que Monsieur le Professeur BARRIOL trouve ici, l'expression de ma profonde gratitude pour avoir bien voulu me faire l'honneur de présider le jury.

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur le Professeur FELDEN qui m'a accueilli en 1964 au Laboratoire de Physique Théorique et Nucléaire de Nancy. Il m'a fait bénéficier de son enseignement à l'Ecole Nationale Supérieure d'Electricité et de Mécanique, puis il m'a encouragé à entreprendre ces travaux de recherches et n'a cessé de me prodiguer ses précieux conseils au cours de leur réalisation.

Je voudrais remercier Monsieur AMBROSINO, Directeur du Laboratoire Maurice De Broglie pour l'attention constante qu'il a portée à ce travail et pour les critiques constructives ainsi que les conseils qu'il m'a apportés notamment en ce qui concerne la partie théorique de cette étude.

Les expériences décrites ici ont été réalisées avec la collaboration de Monsieur PICOT maître assistant à la Faculté des Sciences de Nancy. Il m'a fait bénéficier sans réserve de sa compétence en physique nucléaire. Je tiens à le remercier très vivement de la part qu'il a prise à ce travail.

Je suis également très reconnaissant à Monsieur HAUG Chargé de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique pour les suggestions fructueuses qu'il m'a faites aussi bien que pour l'attention qu'il a portée à ma formation de chercheur.

Ma gratitude va également à tout le personnel du Laboratoire de Physique Théorique et Nucléaire et plus particulièrement aux techniciens ainsi qu'à Mademoiselle KERN qui s'est chargée avec beaucoup de patience et

d'amabilité de la dactylographie. J'y associe également tout le personnel de l'Ecole Nationale Supérieure d'Electricité et de Mécanique.

Je remercie également le Commissariat à L'Energie Atomique représenté par Messieurs JACQUESSON et LEUBA pour l'aide matérielle indispensable qu'il a apporté à la réalisation des expériences.

Ce travail a été financé par les crédits accordés par le Conseil Général de Meurthe et Moselle et la ville de Nancy à qui je suis heureux d'exprimer ma reconnaissance.

INTRODUCTION

I^{ère} PARTIE

Etude théorique de la distribution spatiale des neutrons thermiques dans un champ de neutrons produit par une source ponctuelle monoénergétique de neutrons rapides, en milieu hydrogéné.

Introduction

- 1 - Théorie du transport diverses méthodes approchées pour résoudre l'équation de Boltzmann
- 2 - Approximation P_N , méthode des moments
- 3 - Méthode multigroupe
- 4 - Principe de la méthode utilisée
- 5 - Densité de ralentissement au niveau thermique
 - A) Calcul de α_{th}
 - B) Signification physique de τ
- 6 - Diffusion des neutrons thermiques
 - A) Principe
 - B) Calcul du flux produit en un point $M(r)$ par une coquille source de rayon ρ et d'épaisseur $d\rho$.

- C) Somation étendue à toutes les coquilles
- D) Interprétation numérique

Conclusion

II^{ème} PARTIE

Application de l'étude théorique de la distribution spatiale des neutrons thermiques à la réalisation d'un compteur de neutrons à efficacité connue.

Introduction

1 - Vérification expérimentale

- A) Mesure du flux en géométrie infinie pour une source de PoBe
- B) Comparaison des résultats théoriques avec l'expérience

2 - Description et réalisation du compteur

- A) Nature et dimensions du milieu ralentisseur
- B) Circuits électroniques associés au compteur
- C) Recherche de la disposition optimale des détecteurs, forme définitive du compteur
 - a) Introduction
 - b) Dispositif expérimental
 - c) Résultats

3 - Utilisation des résultats théoriques pour l'étalonnage du compteur en fonction de l'énergie.

4 - Etude expérimentale de la réponse du compteur en fonction de l'énergie

- A) Emission neutronique des sources utilisées pour l'étalonnage du compteur
 - a) Emission d'une source PoF par coïncidences $\gamma.\gamma$
 - b) Etalonnage des sources PoBe, SbBe par activation d'une solution de sulfate de manganèse
 - c) Etalonnage par intégration graphique du flux
- B) Etude du compteur avec les différentes sources
 - a) Source de neutrons de 14 MeV
 - b) Source de neutrons de 2,4 MeV
 - c) Autres sources

Conclusion

III^{ème} PARTIE

Exploitation des résultats théoriques et expérimentaux

1 - Cas d'une source monoénergétique

2 - Cas d'une source quelconque

CONCLUSION

I N T R O D U C T I O N

Ce travail a pour objet, l'étude et la réalisation d'un compteur de neutrons. Ce compteur, est caractérisé par une efficacité élevée, qui varie de façon connue et bien définie en fonction de l'énergie des neutrons.

Pour des raisons pratiques, qui sont précisées dans la suite, nous avons choisi des détecteurs au trifluorure de bore, placés dans un bloc de paraffine qui constitue le milieu ralentisseur.

Le problème essentiel concerne la détermination de la géométrie du bloc ralentisseur, et la répartition des détecteurs, pour que l'émission neutronique d'une source, placée au centre du système, puisse être mesurée quelle que soit l'énergie des neutrons produits. Expérimentalement, il ne nous est possible de mesurer l'efficacité du compteur que pour quelques valeurs de l'énergie. Il est donc nécessaire, de déterminer la géométrie du compteur et la répartition des détecteurs, ainsi que l'étalonnage en fonction de l'énergie par une étude théorique préalable.

Nous traitons donc, dans une première partie, le problème de la distribution spatiale des neutrons thermiques dans un champ créé par une source ponctuelle et monoénergétique de neutrons rapides. Cette étude est faite pour un milieu hydrogéné, de géométrie sphérique. Elle nous permet de calculer, en chaque point du milieu, le flux thermique produit par des neutrons primaires d'énergie E variable.

La deuxième partie, est consacrée à l'application de l'étude théorique à la réalisation et à l'étalonnage du compteur. Nous donnons d'abord les résultats d'une expérience qui permet de vérifier la validité des hypothèses théoriques puis nous examinons le choix des détecteurs et du milieu ralentisseur

et nous déterminons les dimensions du bloc ralentisseur ainsi que la répartition géométrique des détecteurs.

Enfin nous établissons la courbe d'étalonnage du compteur en fonction de l'énergie, d'abord au moyen de l'étude théorique, compte-tenu de certaines hypothèses simplificatrices, puis expérimentalement en utilisant quelques sources de neutrons monoénergétiques.

La dernière partie est consacrée à l'étude des résultats expérimentaux et à leur discussion. Nous discutons, en particulier, dans quelle mesure le compteur étudié permet de déterminer l'émission neutronique d'une source présentant un spectre énergétique inconnu.

En conclusion, les moyens possibles pour approcher expérimentalement la solution théorique donnée à ce dernier problème sont analysés.

Ière PARTIE

Etude théorique de la distribution spatiale des neutrons thermiques dans un champ de neutrons produit par une source ponctuelle monoénergétique de neutrons rapides en milieu hydrogéné.

Introduction

Notre but est d'obtenir une expression analytique du flux $\Phi_{th}(r)$ de neutrons thermiques qui dépend de la distance et de l'énergie des neutrons issus de la source ponctuelle monoénergétique. Les problèmes de la diffusion des neutrons et celui du ralentissement se résolvent au moyen d'équations simples facilement solubles [1 p.137]. Il n'en est pas de même pour le problème complet qui tient compte simultanément du ralentissement et de la diffusion. Il est difficile, dans ce cas, de donner des solutions analytiques aux équations en raison du nombre variables en présence [2].

Un certain nombre de méthodes d'approximations sont possibles. Après avoir introduit la théorie du "transport" qui pose le problème dans toute sa généralité, nous envisagerons les diverses méthodes de résolution approchée, puis nous exposerons le principe de la méthode utilisée avant de donner le développement des calculs.

1 - THEORIE DU TRANSPORT ET DIVERSES METHODES APPROCHEES POUR RESOUDRE L'EQUATION DE BOLTZMANN

Considérons un champ de neutrons caractérisé par la distribution des positions et des vitesses des particules

dans le milieu diffuseur à un instant donné. Trois paramètres déterminent chaque particule dans ce champ :

- un vecteur de position $\vec{r}$
- un vecteur de direction de déplacement $\vec{\Omega}$ ($|\vec{\Omega}| = 1$)
- la valeur de l'énergie de la particule E

(ou la léthargie $u = \text{Log} \frac{E_0}{E}$, E_0 étant une valeur de référence)

La densité différentielle $n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ est définie de la façon suivante : $n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) dV d\Omega dE$ représente le nombre de neutrons compris dans l'élément de volume dV au point $\vec{r}$, dont la direction de déplacement est comprise dans l'angle solide $d\Omega$ autour de $\vec{\Omega}$ et dont l'énergie est comprise entre E et $E + dE$. $n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ varie pour les raisons suivantes :

a) fuites hors de dV :

$$\text{div} \vec{\Omega} \cdot \vec{r} n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) dV d\Omega dE = \vec{\Omega} \cdot \nabla \vec{r} n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) dV d\Omega dE$$

$\vec{r} \cdot \nabla n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ étant le flux différentiel défini par $\vec{r} \cdot \nabla n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) d\Omega dE =$

$$n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) v d\Omega dE$$

$v = (2E/m)^{1/2}$ est la vitesse des neutrons d'énergie E .

b) pertes dues à l'absorption et à la diffusion dans d'autres directions :

$$\Sigma_T n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) dV d\Omega dE \quad (\Sigma_T = \Sigma_a + \Sigma_s, \quad \Sigma_a \text{ et } \Sigma_s$$

étant les sections efficaces macroscopiques d'absorption et de diffusion).

c) Gain dû à la diffusion, dans l'élément de volume dV , de neutrons provenant d'autres intervalles d'énergie et de direction :

$$dV d\Omega dE \int_0^\infty \int_{4\pi} \Sigma_S(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, E' \rightarrow E) F(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') d\Omega' dE'$$

$\Sigma_S(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, E' \rightarrow E) d\Omega dE$ est la section efficace liée à la probabilité pour qu'un neutron caractérisé par la direction $\vec{\Omega}'$ et l'énergie E' possède, après un choc, la direction $\vec{\Omega}$ à $d\Omega$ près et l'énergie E à dE près.

d) Production de neutrons par des sources dans l'élément dV :

$$S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) dV d\Omega dE$$

La somme de toutes ces contributions donne la variation dans le temps de la densité différentielle :

$$\frac{\partial n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)}{\partial t} = \frac{1}{v} \frac{\partial F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)}{\partial t} = -\vec{\Omega} \cdot \text{grad } F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) - \Sigma_t(E) F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) + \int_0^\infty \int_{4\pi} \Sigma_S(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, E' \rightarrow E) F(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') d\Omega' dE' + S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \quad (1)$$

L'équation (1) est l'équation générale du transport ou équation de Boltzmann {1} {2}. elle comprend sept variables : trois de position, deux de direction, une d'énergie et le temps. Diverses méthodes d'approximation ont été proposées pour trouver une solution analytique à l'équation de Boltzmann :

1°) Approximation P_N {2} {3} {4} {5} qui consiste à développer la fonction de flux différentiel $F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ en polynômes de Legendre en arrêtant le développement à l'ordre N .

2°) Méthode des moments {2} {5} initialement proposée par Fermi. Elle consiste en un traitement mathématique du système d'équations obtenu par l'approximation P_N .

3°) Approximation S_N {6} {7} qui consiste à remplacer l'intégration sur l'angle θ (en supposant que la direction de déplacement $\vec{\Omega}$ est repérée par un seul angle) par une sommation étendue à une suite discrète de directions.

4°) Méthodes développées à partir d'une approximation P_1 :

- a) Théorie de l'âge {8} {9} {10} qui s'applique surtout aux nouveaux diffuseurs lourds.
- b) Approximation de SFLENGUT GOERTZEL {11} {12} analogue à la théorie de l'âge mais avec des termes correctifs correspondant aux nouveaux diffuseurs légers.
- c) Approximation P_N {13} qui consiste à prendre la transformée de Fourier du flux différentiel $F(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ avant de le développer en polynômes de Legendre jusqu'à l'ordre N .
- d) Méthode multigroupe {14} {15} qui permet de résoudre le problème du ralentissement en n'utilisant que des équations de diffusion

Nous rappellerons plus particulièrement l'approximation P_N et la méthode des moments ainsi que la méthode multigroupe qui sont à la base de la résolution de notre problème.

2 - APPROXIMATION P_N , METHODE DES MOMENTS

L'équation de Boltzmann dans le cas stationnaire, pour un point source isotrope de neutrons rapides monocinétiques, en milieu infini, s'écrit :

$$\Sigma_t(r) F(r, \vec{\Omega}, E) + \cos \theta \frac{\partial F(r, \vec{\Omega}, E)}{\partial r} = \int_0^\infty \int_{4\pi} \Sigma_s(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, E' \rightarrow E) F(r, \vec{\Omega}', E') d\Omega' dE'$$

$$+ \frac{1}{4\pi} \delta(E_0 - E) \delta(r) \quad (2)$$

Dans cette équation :

- θ est l'angle entre $\vec{\Omega}$ et le rayon vecteur r .
- $\frac{1}{4\pi} \delta(E_0 - E) \delta(r)$ est le terme source correspondant à une source ponctuelle, monoénergétique d'énergie E_0 , d'intensité Q , émettant de façon isotrope dans tout l'espace (δ est la fonction de Dirac).

b) Développement en polynômes de Legendre

Le système ayant la symétrie sphérique, il est naturel de rechercher les solutions sous la forme de polynômes de Legendre. En ce qui concerne le flux, il ne dépend que de l'angle θ entre $\vec{r}$ et $\vec{\Omega}$ et il est commode de l'exprimer par un développement en polynômes de Legendre de cet angle.

$$F(r, \vec{\Omega}, E) = \frac{1}{4\pi} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) F_{\ell}(r, E) P_{\ell}(\cos \theta)$$

avec

$$F_{\ell}(r, E) = 2\pi \int_0^\pi F(r, \vec{\Omega}, E) P_{\ell}(\cos \theta) \sin \theta d\theta \quad (5)$$

En supposant la diffusion élastique isotrope dans le système du centre de masse, il est aisé de relier la section efficace différentielle à la section efficace totale ($\Sigma_s(E)$) par l'expression (3) [1 p.143]

$$\Sigma_S(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, F' \rightarrow F) = \Sigma_S(F') \frac{1}{4\pi} \frac{1}{1-\alpha} \frac{1}{F'} \sqrt{\frac{F}{F'}} \left[\cos \theta_0 - \frac{A+1}{2} \left(\frac{F}{F'} \right)^{1/2} - \frac{A-1}{2} \left(\frac{F}{F'} \right)^{1/2} \right]$$

pour $\alpha F' < F < E'$ (3)

A étant la masse du nouveau cible, $\alpha = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)$ le paramètre de ralentissement et θ_0 l'angle entre $\vec{\Omega}$ et $\vec{\Omega}'$. La fonction δ tient compte du fait que une seule valeur de $\cos \theta_0$ correspond au changement d'énergie $F' \rightarrow F$.

La section efficace différentielle dépend aussi d'un angle θ_0 , il est donc naturel également de développer cette fonction en une série de polynômes de Legendre de cet angle :

$$\Sigma_S(\Omega' \rightarrow \Omega, F' \rightarrow F) = \frac{1}{4\pi} \sum_{\ell} (2\ell+1) \Sigma_{S\ell}(F' \rightarrow F) P_{\ell}(\cos \theta_0)$$

avec

$$\Sigma_{S\ell}(F' \rightarrow F) = 2\pi \int_0^{\pi} \Sigma_S(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, F' \rightarrow F) P_{\ell}(\cos \theta_0) \sin \theta_0 d\theta_0 \quad (4)$$

L'approximation P_N consiste à arrêter le développement de F à l'ordre N . En reportant les développements (4) et (5) dans l'équation (2) puis en multipliant cette équation par $P_{\ell}(\cos \theta)$ et en intégrant par rapport à θ , on obtient le système suivant de $N+1$ équations intégral-différentielles :

$$\frac{\partial F_1(r, E)}{\partial r} + \Sigma_t(E) F_0(r, E) = \int_F^{E/\alpha} \Sigma_{S0}(F' \rightarrow E) F_0(r, F') dF'$$

$$\frac{\ell+1}{2\ell+1} \frac{\partial F_{\ell+1}(r, E)}{\partial r} + \frac{\ell}{\ell+1} \frac{\partial F_{\ell-1}(r, E)}{\partial r} + \Sigma_t F_{\ell}(r, E) = \int_F^{E/\alpha} \Sigma_{S\ell}(F' \rightarrow E) F_{\ell}(r, F') dF'$$

$\ell=1 \dots N-1$

$$\frac{N}{2N+1} \frac{\partial F_{N-1}(r, E)}{\partial r} + \Sigma_t F_N(r, E) = \int_F^{E/\alpha} \Sigma_{SN}(F' \rightarrow E) F_N(r, F') dF' \quad (6)$$

Dans ce système d'équations, les inconnues sont les composantes F_ρ du développement de F en polynômes de Legendre.

Le développement de la section efficace différentielle en polynômes de Legendre fonctions de $\cos \theta_c$ est simplement le développement de la fonction δ (expression 3)

c) La méthode des moments introduit de façon purement formelle les moments définis par : {1 p. 144} {2 p. 201}

$$M_{nl}(F) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{r^n}{n!} F(r, E) 4\pi r^2 dr$$

En multipliant les équations du système (6) par $\frac{r^n}{n!} 4\pi r^2$ puis en intégrant par rapport à r dans l'intervalle $(-\infty, +\infty)$, on obtient un nouveau système d'équations intégral-différentielles couplées où les nouvelles inconnues sont les moments M_{nl} ce système n'est soluble qu'en utilisant un ordinateur et en se donnant pour la section efficace $\Sigma_s(E')$ une fonction convenable. Il faut ensuite calculer les composantes $F_\rho(r, E)$ de la fonction $F(r, \vec{\Omega}, E)$ à partir des moments M_{nl} , puis reconstituer la fonction F . Spencer et Fano ont abordé ce problème {16} ainsi que Goldstein dans l'ouvrage Fundamental aspects of reactor Shielding {5}.

Cependant, on peut remarquer que le rapport des moments d'ordre $(0,0)$ et $(2,0)$ a une signification physique simple :

$$M_{00}(F) = \int_{-\infty}^{+\infty} F_0(r, E) 4\pi r^2 dr = \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(r, E) 4\pi r^2 dr$$

représente le flux intégré par tout l'espace

$$\text{et } M_{20}(F) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2} r^2 \phi(r, E) 4\pi r^2 dr$$

$$\text{d'où} \quad 2 \frac{M_{20}(E)}{M_{00}(E)} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} r^2 \phi(r, E) 4\pi r^2 dr}{\int_{-\infty}^{+\infty} \phi(r, E) 4\pi r^2 dr} = \overline{r^2}$$

$\overline{r^2}$ représente la distance quadratique moyenne parcourue par un neutron entre le moment où il est émis par la source et le moment où il possède l'énergie E.

Les moments M_{00} et M_{20} sont solutions du système :

$$\begin{aligned} \Sigma_t(E) M_{00}(E) &= \int_E^{F/\alpha} \Sigma_{s0}(E' \rightarrow E) M_{00}(E') dE' + 0\delta(E_0 - F) \\ \Sigma_t(E) M_{11}(E) &= \int_E^{F/\alpha} \Sigma_{s1}(E' \rightarrow E) M_{11}(E') dE' + \frac{1}{2} M_{00}(E) \\ \Sigma_t(E) M_{20}(E) &= \int_E^{F/\alpha} \Sigma_{s0}(E' \rightarrow E) M_{20}(E') dE' + M_{11}(E) \end{aligned} \quad (7)$$

Le calcul de la longueur de ralentissement

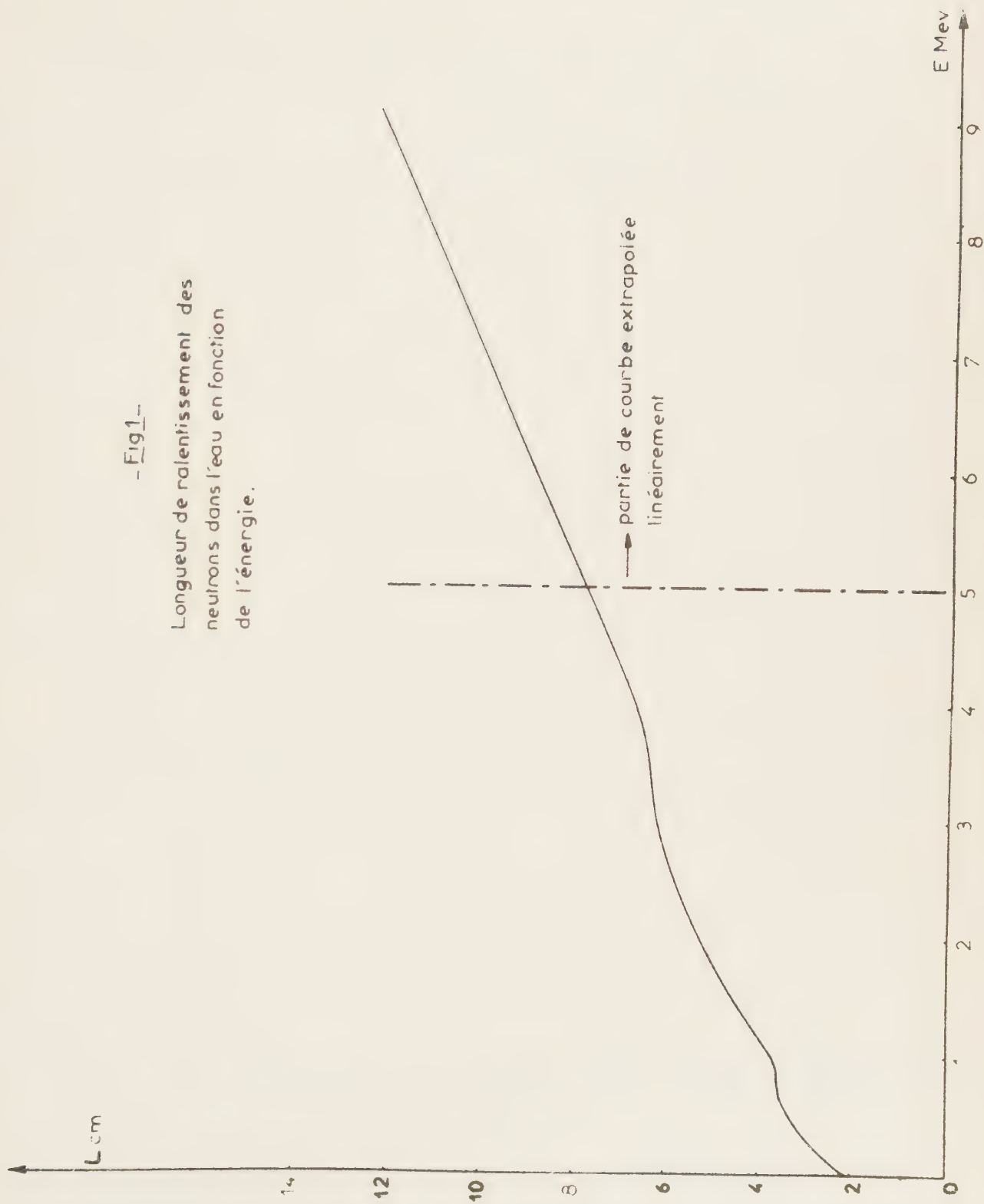
$$L(E) = \frac{1}{6} \overline{r^2} + h^{1/2} \quad \text{avec} \quad \overline{r^2} + h = 2 \frac{M_{20}(E+h)}{M_{00}(E+h)} \quad (E+h=0.024 \text{ eV}).$$

à partir de ce système a été entrepris initialement par Fermi [17], puis repris par de nombreux auteurs [2] [18]. Nous utilisons dans la suite les résultats de Marshak qui sont reproduits sur la figure 1. Les valeurs de L pour E 5 MeV ont été extrapolées linéairement.

Nous vous proposons de corriger cette extrapolation par des mesures de L que nous avons entreprises au laboratoire.

- Fig 1 -

Longueur de ralentissement des
neutrons dans l'eau en fonction
de l'énergie.



3 - METHODE MULTIGROUPE {1 n. 152} {14} {15}

La méthode multigroupe n'est pas directement une méthode approchée de résolution de l'équation de Boltzmann, comme le sont l'approximation P_0 et la méthode des moments. Elle pose le problème compte-tenu d'un certain nombre d'hypothèses simplificatrices et le résoud en ne considérant que les équations de diffusion dérivées de l'approximation P_1 . Nous rappellerons cette méthode dans toute sa généralité car elle nous servira de base.

Pour calculer la distribution spatiale des neutrons modérés, on divise l'intervalle d'énergie, qui s'étend depuis le niveau énergétique des neutrons émis par la source jusqu'au niveau thermique, en bandes ou groupes dans lesquels on suppose que les neutrons diffusent comme s'ils étaient mono-énergétiques. Le ralentissement, par diffusion élastique ou inélastique, est alors un processus qui "transporte" les neutrons d'un groupe à un autre. Il suffit ensuite de résoudre le problème de diffusion à l'intérieur de chaque groupe. Pour cela on utilise l'équation classique de diffusion qui dépend de l'énergie (approximation P_1) :

$$\frac{\partial \sigma(r, E)}{\partial E} + \Sigma_a \phi(r, E) - D \Delta \phi = S(r, E) \quad (8)$$

Δ représente le Laplacien

dans cette équation :

- Σ_a représente la section efficace macroscopique d'absorption
- D le coefficient de diffusion
- ϕ le flux neutronique
- $\sigma(r, E)$ la densité de ralentissement au point r et au niveau E c'est-à-dire le nombre de neutrons par cm^3 et par seconde qui franchissent le niveau E par suite du ralentissement.

Le premier membre de cette équation représente les neutrons perdus (par cm^2 et par seconde) par suite de ralentissement ($\frac{\partial \sigma}{\partial E}(r, E)$), de l'absorption ($\Sigma_a \phi$) et de la diffusion ($-D \nabla \phi$). Le second membre concerne le terme source local.

Notre milieu n'étant pas multiplicatif, il n'y a pas localement production de neutrons et le terme source S est nul.

On divise la bande d'énergie en n groupes dans chacun desquels on peut intégrer l'équation (8) entre les limites d'énergie qui le définissent : on obtient le système suivant de n équations intégral-différentielles couplées :

$$\int_{E_{i-1}}^{E_i} \Sigma_a \phi(r, E) dE - \int_{E_{i-1}}^{E_i} D \Delta \phi(r, E) dE = \sigma(r, E_{i-1}) - \sigma(r, E_i) \dots (9)$$

Pour i variant de 1 à n

En définissant Σ_{ai} et D_i par les expressions :

$$\Sigma_{ai} = \frac{\int_{E_{i-1}}^{E_i} \Sigma_a \phi(r, E) dE}{\int_{E_{i-1}}^{E_i} \phi(r, E) dE} \quad D_i = \frac{\int_{E_{i-1}}^{E_i} D \Delta \phi(r, E) dE}{\int_{E_{i-1}}^{E_i} \Delta \phi(r, E) dE}$$

Puis $\phi_i(r)$ et σ_i par les relations :

$$\phi_i(r) = \int_{E_{i-1}}^{E_i} \phi(r, E) dE$$

$$\sigma_i(r) = \sigma(r, E_i)$$

Le système d'équations différentielles (9) devient :

$$-D_j \nabla^2 \phi_j + \Sigma_{aj} \phi_j = C_{j,j-1} - C_j \dots \dots \quad (10)$$

Pour j variant de 1 à n , avec $C_0 = 0$ puisque ce terme représente la densité de ralentissement au niveau le plus élevé. Nous devons alors relier C_j et ϕ_j : dans un milieu hydrogéné, la relation est de la forme :

$$C_j = \sum_{i=1}^{j-1} A_i \phi_i \dots \dots \dots \quad (11)$$

puisque tous les neutrons d'énergie supérieure à E_j peuvent contribuer à la densité de ralentissement au niveau E_j .

La difficulté de cette méthode est due au fait que les coefficients Σ_{aj} , D_j et A_i ne sont pas connus. On suppose généralement que $\phi(E)$ est constant dans chaque groupe, ce qui revient à prendre les valeurs moyennes de $\Sigma_a(E)$ et $D(E)$ dans chaque bande d'énergie. Les coefficients A_i aussi doivent être estimés et varient selon les auteurs et les problèmes étudiés {1 p. 160} {14} {15}. Nous avons effectué un calcul de $\phi(r, E+h)$, par la méthode multigroupe en supposant que chaque coefficient A_i était égal au produit de la section efficace de diffusion élastique supposée isotrope par la probabilité, pour un neutron de la bande i (c'est-à-dire un neutron d'énergie E_i) d'être diffusé après choc dans la bande i . Ce calcul a donné des résultats théoriques très différents {19} des résultats expérimentaux et nous avons adopté une autre méthode dont nous allons maintenant donner le principe.

4 - PRINCIPE DE LA METHODE UTILISEE

Le but de notre étude est de déterminer la distribution spatiale des neutrons modérés dans un champ de neutrons produits

par une source ponctuelle monoénergétique, placée en milieu ralentisseur hydrogéné fini (sphère de rayon r_0) ou infini.

Nous supposons que la source est isotrope et que le champ de neutrons est à symétrie sphérique. Nous admettons également que la diffusion des neutrons par les noyaux d'hydrogène n'est que faiblement anisotrope pour que la loi de Fick (1 p. 103) soit applicable, c'est-à-dire que le courant neutronique soit proportionnel au gradient du flux.

Dans ces conditions, on peut calculer la densité de ralentissement au niveau thermique au moyen de l'équation de diffusion classique dépendant de l'énergie 1 p. 145. Nous traiterons ce calcul à l'aide de la méthode multigroupe en ne considérant qu'un seul groupe rapide. Cette simplification évite les difficultés concernant les paramètres Σ_{aj} , D_j et A_j mentionnées plus haut. En effet, le calcul montre que le seul paramètre introduit est la longueur de ralentissement qui peut-être calculée rigoureusement à partir de la méthode des moments comme nous l'avons rappelé au paragraphe I. 2°.

Nous traiterons dans un premier paragraphe le calcul de la densité de ralentissement au niveau thermique, en résolvant l'équation relative au groupe rapide. Un deuxième paragraphe sera consacré à l'étude de la diffusion des neutrons thermiques compte-tenu de la symétrie sphérique. Nous obtiendrons ainsi une solution analytique simple du problème proposé.

5 - DENSITE DE RALENTISSEMENT AU NIVEAU THERMIQUE

A) Calcul de ρ

Considérons deux groupes de neutrons : le premier, neutrons rapides, ayant une énergie comprise entre l'énergie d'émission de la source et le niveau thermique, et le second, neutrons lents, ayant une énergie thermique. Le système d'équations (10) introduit dans la méthode multigroupe se réduit alors à deux équations :

$$D \Delta \phi + \Sigma_a \phi = \rho_{th} \dots \dots \dots (12)$$

$$- D_{th} \Delta \phi_{th} + \Sigma_{a_{th}} \phi_{th} = \rho_{th} \dots \dots \dots (13)$$

(Nous notons sans indice les grandeurs relatives au groupe de neutrons rapides et avec l'indice th celles relatives au groupe thermique).

La densité de neutrons au niveau thermique est liée au flux de neutrons rapides par la relation (14) déduite de (11):

$$\rho_{th} = \Sigma_r \phi \dots \dots \dots (14)$$

Σ_r peut-être considéré comme une "section efficace de ralentissement"

L'équation (12) devient alors :

$$D \Delta \rho_{th} - (\Sigma_r) \rho_{th} = 0 \dots \dots \dots (15)$$

En supposant négligeable l'absorption dans le groupe rapide ($\Sigma_a = 0$)

Etant donnée la symétrie sphérique, l'équation (15) devient :

$$\frac{d^2 \rho_{th}}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d \rho_{th}}{dr} - \frac{1}{\tau} \rho_{th} = 0 \dots \dots \dots (16)$$

on posant

$$v = \frac{r}{a + \sqrt{\tau}} \dots\dots\dots (17)$$

faisons alors le changement de variable $v = r/a$, l'équation (16) devient :

$$\frac{d^2v}{dr^2} - \frac{1}{\tau} v = 0 \dots\dots (18)$$

Cette équation se résoud facilement et l'on trouve pour solution :

$$v = \frac{1}{r} (C_1 e^{-r/\sqrt{\tau}} + C_2 e^{r/\sqrt{\tau}})$$

on calcule alors les constantes C_1 et C_2 en écrivant les conditions aux limites classiques :

$$v = 0 \quad \text{d'où} \quad v = 0 \quad \text{pour} \quad r = r_0$$

et

$$\lim_{r \rightarrow 0} -D \left(\frac{d\phi}{dr} \right) 4\pi r^2 = S \quad \text{condition à la source (S étant}$$

l'activité de la source : $S = 1 \text{ n/s}$) on obtient alors :

$$a_{th} = \frac{1}{4\pi\tau} \cdot \frac{1}{\text{Sh} r_0 / \sqrt{\tau}} \cdot \text{Sh} \frac{r_0 - r}{\tau} \dots\dots (19)$$

dans le cas d'un milieu infini : $r_0 \rightarrow \infty$

$$a_{th} = \frac{1}{4\pi\tau} \cdot \frac{e^{-r/\sqrt{\tau}}}{r} \dots\dots\dots (20)$$

P) Signification physique de τ

Nous allons chercher la signification physique du paramètre τ défini par la relation (17) :

$$\tau = \frac{D}{\Sigma_a + \Sigma_r}$$

D étant un coefficient de diffusion moyen défini par :

$$D = \frac{\int_{E_{th}}^{E_{max}} D(E) \Delta\phi(r, E) dE}{\int_{E_{th}}^{E_{max}} \Delta\phi(r, E) dE}$$

Σ_a est une section efficace d'absorption moyenne dans le groupe rapide :

$$\Sigma_a = \frac{\int_{E_{th}}^{E_{max}} \Sigma_a(E) \phi(r, E) dE}{\int_{E_{th}}^{E_{max}} \phi(r, E) dE}$$

et Σ_r peut-être considérée comme une section efficace de ralentissement qui relie la densité de ralentissement au niveau thermique au flux dans le groupe rapide.

Les coefficients D, Σ_a et Σ_r ne sont pas calculables de façon exacte, puisque la loi de variation du flux $\phi(r, E)$ en fonction de l'énergie est inconnue : il n'en est pas de même pour le paramètre τ .

Calculons en effet la distance quadratique moyenne de ralentissement, à partir de la formule (20) qui donne la densité de ralentissement :

$$\bar{r}^2_{th} = \frac{\int_0^{\infty} r^2 \sigma(r, E_{th}) 4\pi r^2 dr}{\int_0^{\infty} \sigma(r, E_{th}) 4\pi r^2 dr} \dots\dots\dots (21)$$

$$\int_0^{\infty} r^2 \sigma(r, E_{th}) 4\pi r^2 dr = \int_0^{\infty} \frac{r^2 e^{-r/\tau}}{\tau} dr = 6 = \frac{1}{\tau} (6\tau)$$

$$\int_0^{\infty} \sigma(r, E_{th}) 4\pi r^2 dr = \int_0^{\infty} \frac{r e^{-r/\tau}}{\tau} dr = \frac{1}{\tau}$$

d'où $\bar{r}^2_{th} = 6\tau$

Le paramètre τ est égal au sixième de la distance quadratique moyenne de ralentissement, c'est-à-dire au carré de la longueur moyenne de ralentissement L introduite page 2.

Nous avons donc : $\tau = L^2 = \frac{1}{2} \frac{M_{20}(E_{th})}{M_{00}(E_{th})}$

$M_{20}(E_{th})$ et $M_{00}(E_{th})$ étant solutions du système d'équations (7).

La figure (1) représente les variations de L en fonction de l'énergie, d'après les résultats de Marshak {2}.

Remarquons que $\bar{r}_{th}^2$ tel que nous l'avons introduit page 8 était défini à partir du flux

$$\bar{r}_{th}^{2*} = \frac{\int_0^{\infty} r^2 \phi(r, E_{th}) 4\pi r^2 dr}{\int_0^{\infty} \phi(r, E_{th}) 4\pi r^2 dr}$$

(notons $\bar{r}_{th}^{2*}$ cette définition de la distance quadratique moyenne de ralentissement)

Cette définition diffère de celle que nous donnons par la formule (21) dans laquelle $\bar{r}_{th}^2$ représente la moyenne du carré de la distance à laquelle un neutron passe le niveau thermique alors que $\bar{r}_{th}^{2*}$ représente la moyenne du carré de la distance à laquelle un neutron possède l'énergie thermique. La différence entre $\bar{r}_{th}^{2*}$ et $\bar{r}_{th}^2$ est cependant très faible (1 p.141 formule 2.115) et

$$\bar{r}_{th}^{2*} = \bar{r}_{th}^2 + 2 \lambda_s^2$$

où λ_s est le libre parcours moyen de diffusion des neutrons thermiques : $\lambda_s = 0.143$ cm ($\bar{r}_{th}^2$ pour des neutrons de 3 MeV est de l'ordre de 216 cm²). Nous admettons donc que ces deux valeurs sont identiques : $\bar{r}_{th}^{2*} = \bar{r}_{th}^2$; cette approximation étant justifiée par le fait que l'erreur introduite (0.07 %) est bien inférieure à l'erreur faite sur la mesure de la section efficace de diffusion qui est nécessaire au calcul de $\bar{r}_{th}^2$.

Connaissant la densité de ralentissement en chaque point du milieu, nous allons traiter le problème de la diffusion des neutrons thermiques.

6 - DIFFUSION DES NEUTRONS THERMIQUES

a) Principe

Pour traiter le problème, il suffit de résoudre l'équation de diffusion dans le groupe thermique (équation 13). Cependant, au lieu d'envisager un bilan neutronique local qui tient compte en chaque point de la densité de ralentissement, nous allons procéder à un "découpage" du milieu diffuseur compte-tenu de la symétrie sphérique.

Nous supposons, en effet, le milieu diffuseur constitué par la superposition d'une infinité de "coquilles" sources de neutrons thermiques. Une "coquille" étant constituée par le volume compris entre deux sphères centrées sur le point source, de rayons ρ et $\rho + d\rho$. Etant donnée la symétrie sphérique du champ de neutrons, la densité de ralentissement c est constante sur des sphères centrées sur le point source et chaque coquille émet un nombre de neutrons thermiques donné par la formule :

$$dQ = 4\pi c^2 \sigma_{th}(\rho) d\rho = 4\pi c^2 \cdot \frac{1}{4\pi \tau \rho} \cdot \frac{1}{\text{Sh} \rho_0 / \sqrt{\tau}} \cdot \text{Sh} \frac{\rho_0 - \rho}{\sqrt{\tau}} d\rho \quad (22)$$

Le problème initial du point source de neutrons rapides en milieu hydrogéné est donc remplacé par celui de la superposition, d'une infinité de "coquilles" sources d'intensité dQ . Nous traiterons ce problème de la façon suivante :

1 - Calcul du flux produit en un point $M(r)$ par une coquille source de rayon ρ et d'épaisseur $d\rho$

1^{er} cas : $M(r)$ est intérieur à la coquille
de rayon ρ

2^e cas : $M(r)$ est extérieur à la coquille
de rayon

3 - Contribution de toutes les coquilles constituant
le milieu diffuseur (celles de rayon $\rho > r$ et celles de rayon
 $\rho < r$) au flux produit en $M(r)$.

Nous allons envisager successivement ces deux parties.

B) Calcul du flux produit en un point $M(r)$ par une
coquille source de rayon ρ et d'épaisseur $d\rho$

Soit la coquille source de rayon ρ
qui émet $dQ = 4\pi\rho^2 \sigma_{th}(\rho)d\rho$ de
neutrons thermique par seconde.
Cherchons le flux thermique ϕ_{th}
au point $M(r)$

Le flux ϕ_{th} est solution de l'équation de diffusion classique
(compte-tenu des hypothèses que nous avons mentionnées au
paragraphe I 2)

$$D \Delta \phi(r) - \Sigma_a \phi(r) = 0 \dots\dots\dots (23)$$

(nous supprimerons l'indice th étant donné que toutes les
grandeurs intervenant dans le calcul sont relatives à des
neutrons thermiques).

D est le coefficient de diffusion thermique, Σ_a la
section efficace macroscopique d'absorption thermique.

Posons: $-\frac{\Sigma_a}{D} = K^2 = -\frac{1}{L_D^2}$ (L_D étant la longueur de diffusion)

Compte-tenu de la symétrie sphérique, l'équation (23) s'écrit :

$$r \left(\frac{d^2 \phi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\phi}{dr} \right) - \Sigma_1 \phi = 0 \dots\dots\dots (24)$$

Cette équation s'intègre facilement en posant $v = r \phi$, et on obtient :

$$\phi(r) = \frac{C_1}{r} e^{kr} + \frac{C_2}{r} e^{-kr} \dots\dots\dots (25)$$

Il y a deux possibilités :

1^{er} cas : M intérieur à la coquille source ($r < a$)

Le flux ϕ ne peut tendre vers l'infini pour $r=0$ (de plus $r=0$ n'est pas un point privilégié) d'où :

$$\phi_1(r) = \frac{A_1}{r} (e^{kr} - e^{-kr}) = \frac{\Lambda}{r} \text{sh} Kr \dots\dots\dots (26)$$

On peut alors vérifier que la fonction $\phi_1(r)$ est définie et continue au voisinage de 0 :

$$\phi_1(\epsilon) = \frac{\Lambda}{\epsilon} (1 + K\epsilon - 1 + K\epsilon) \quad \text{d'où} \quad \phi_1(\epsilon) \sim 2AK$$

d'autre part :

$$\frac{d\phi_1(r)}{dr} = \frac{\Lambda}{r^2} (Kr-1) e^{Kr} + (Kr+1)e^{-Kr} \quad \text{et au voisinage de 0 :}$$

$$\frac{d\phi_1(r)}{dr} = \frac{\Lambda}{r^2} (Kr-1) \left(1 + Kr + \frac{r^2 r^2}{2!} + \dots \right) + (Kr+1) \left(1 - Kr + \frac{K^2 r^2}{2!} + \dots \right)$$

$\frac{d\phi_1(r)}{dr} \sim 1/r^2$ il y a donc un extrêum au voisinage de l'origine.

2^e cas : M extérieur à la coquille source de rayon ρ ($r > \rho$)

Le flux est nul pour $r=r_0$ d'où :

$$\phi_2(r) = \frac{P}{r} \text{Sh } k(r_0 - r) \dots \dots \dots (27)$$

Détermination des constantes A et B

Ecrivons d'abord le flux ϕ est continu à la distance ρ :

$$\phi_1(\rho) = \phi_2(\rho) \dots \dots \dots (28)$$

puisque la coquille source émet $d0$ neutrons thermiques par seconde :

$$(|J_1| + |J_2|) 4\pi\rho^2 dr = d0$$

J_1 et J_2 étant les courants neutroniques, dirigés respectivement vers l'intérieur et vers l'extérieur :

$$J_1 = - D \left(\frac{d\phi_1}{dr} \right) ; J_2 = - D \left(\frac{d\phi_2}{dr} \right)$$

J_2 est toujours positif : J_1 est toujours négatif en effet :

$$J_1 = + \frac{AD}{r^2} (\text{sh } Kr - Kr \text{ Ch } Kr)$$

Cette expression à le signe de $\text{sh } kr - Kr \text{ Ch } Kr$ ou encore de $(\text{th } kr - Kr)$ qui est toujours négatif.

On doit donc écrire :

$$(|J_1| + |J_2|) 4\pi r^2 dr = (J_2 - J_1) 4\pi r^2 dr = dr \dots \quad (29)$$

A partir des expressions (28) et (29), on calcule A et B et l'on trouve :

$$A = \frac{dr}{4\pi r DK} \frac{\text{Sh } k(r_0 - r)}{\text{Sh } k r_0}$$

$$B = \frac{dr}{4\pi r DK} \frac{\text{Sh } k r}{\text{Sh } k r_0} e^{kr_0}$$

soit

$$d\phi_1(r) = \frac{dr}{4\pi r DK} \cdot \frac{\text{Sh } k(r_0 - r)}{\text{Sh } k r_0} \frac{\text{Sh } k r}{r} \dots \quad (30)$$

$$d\phi_2(r) = \frac{dr}{4\pi r DK} \cdot \frac{\text{Sh } k r}{\text{Sh } k r_0} \cdot \frac{1}{r} \text{sh } k(r_0 - r) \dots \quad (31)$$

Nous écrivons ϕ_1 et ϕ_2 sous forme différentielle, soit $d\phi_1$ et $d\phi_2$ puisque nous ne considérons, dans ce paragraphe, que la contribution d'une seule coquille infiniment mince (épaisseur dr).

C) Sommation étendue à toutes les coquilles

Pour calculer le flux au point M(r), nous devons maintenant envisager la contribution de toutes les coquilles de rayon $\rho > r$ et $\rho < r$.

- Contribution des coquilles de rayon ρ supérieur à r :

$$\phi_1(r) = \int_{\rho=r}^{\rho=r_0} d\phi_1$$

Les expressions (30) et (22) donnent $d\phi_1$:

$$d\phi_1 = \frac{\text{Sh}(r_0-\rho)/\sqrt{\tau}}{4\pi DK\tau} \cdot \frac{\text{Sh } k\rho}{\text{Sh } k r_0} \cdot \frac{1}{r} \text{Sh } k(r_0-\rho) d\rho$$

- Contribution des coquilles de rayon ρ inférieur à r :

$$\phi_2(r) = \int_{\rho=0}^{\rho=r} d\phi_2$$

$d\phi_2$ est donné par les expressions (31) et (22) :

$$d\phi_2 = \frac{1}{4\pi DK\tau} \cdot \frac{\text{Sh}(r_0-\rho)/\sqrt{\tau}}{\text{Sh } r_0/\sqrt{\tau}} \cdot \frac{\text{Sh } K(r_0-\rho)}{\text{Sh } k r_0} \cdot \frac{\text{Sh } k\rho}{r} d\rho$$

Finalement le flux en $M(r)$ est égal à la somme de ϕ_1 et ϕ_2 :

$$\phi(r) = \phi_1 + \phi_2$$

$$\text{soit } \phi(r) = \frac{1}{4\pi K\tau} \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{1}{K^2-1/\tau} \cdot \frac{\text{Sh}(r_0-r)/\sqrt{\tau}}{\text{Sh } r_0/\sqrt{\tau}} - \frac{\text{Sh } K(r_0-r)}{\text{Sh } K r_0} \quad (32)$$

Le cas d'un milieu infini est obtenu pour $r_0 \rightarrow \infty$ soit :

$$\phi(r) = \frac{1}{4\pi D\tau} \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{1}{K^2-1/\tau} (e^{-r/\sqrt{\tau}} - e^{-Kr}) \quad (33)$$

Ces expressions dépendant du paramètre τ qui caractérise l'énergie F des neutrons primaires, nous les noterons $\phi(r, \tau)$ ou $\phi^E(r)$.

$\phi^F(r)$ représente le flux de neutrons thermiques au point r produit par une source ponctuelle monoénergétique d'énergie F . Nous allons maintenant donner l'interprétation numérique des expressions (22) et (23).

D) Interprétation numérique :

Nous avons représenté, sur la figure (2), les courbes donnant les variations de $4\pi r^2 \phi^F(r)$ en milieu infini pour des sources monoénergétiques d'énergie comprise entre 1 et 8 MeV.

La figure (2) représente également les variations de $4\pi r^2 \phi^F(r)$ en géométrie finie ($r_0 = 25$ cm), pour des sources monoénergétiques d'énergie comprise entre 1 et 14 MeV.

Dans les deux cas, les valeurs numériques des coefficients sont obtenues de la manière suivante :

a) La longueur de ralentissement des neutrons dans l'eau est donnée par la courbe représentée figure 1, on en déduit $\tau : L^2 = \tau$.

b) $\kappa = \frac{1}{L_D}$ L_D étant la longueur de diffusion des neutrons thermiques dans l'eau : $L_D = 2,755$ cm {1 n. 105}.

c) $D = 0,144$ cm coefficient de diffusion des neutrons thermiques dans l'eau {1 n. 105}.

Une dernière interprétation numérique des expressions théoriques (32), (33) a pour but de déterminer les variations de $4\pi r^2 \phi(r)$ en milieu infini pour une source de ^{240}Po supposée ponctuelle et d'intensité 1 n/s. Elle est obtenue de la manière suivante :

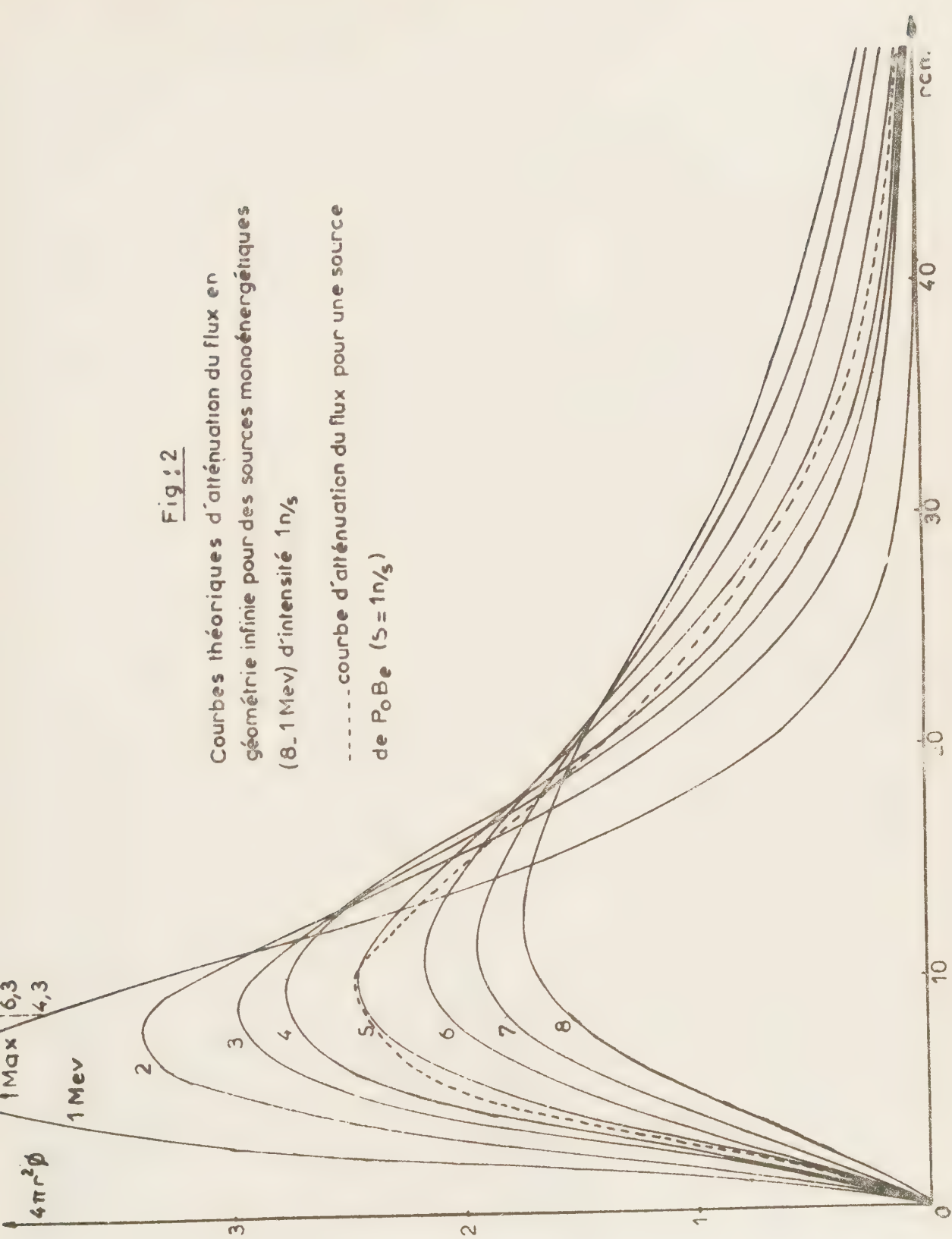
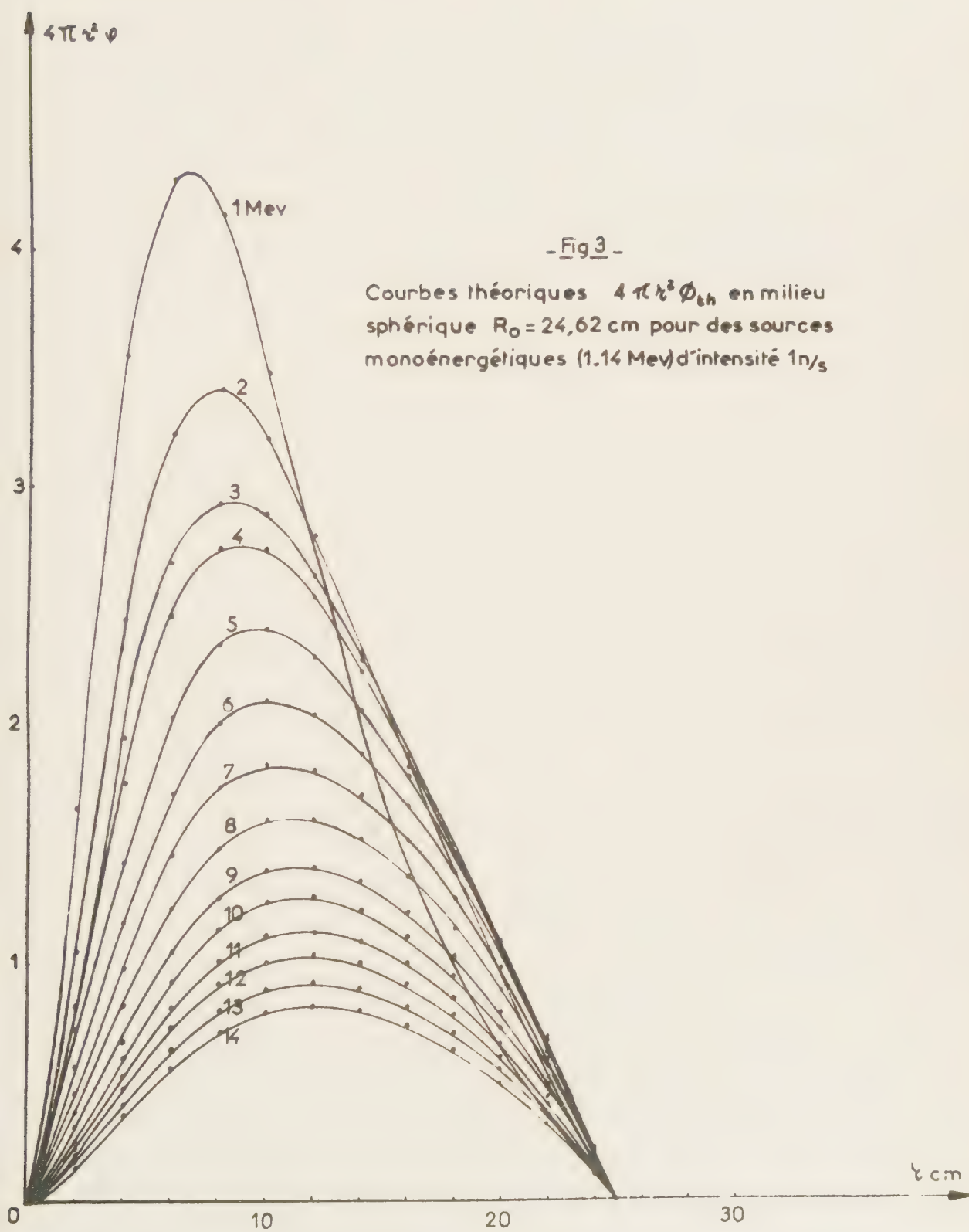


Fig: 2

Courbes théoriques d'atténuation du flux en
géométrie infinie pour des sources monoénergétiques
(8_1 Mev) d'intensité 1 n/s

----- courbe d'atténuation du flux pour une source
de PoBe ($S = 1 \text{ n/s}$)



Nous avons sommé les flux correspondant à des sources monoénergétiques (figure 2) ces flux étant affectés de coefficients pondérateurs déterminés par le spectre énergétique de la source de PoBe {22}.

La courbe obtenue est représentée en traits pointillés sur la figure 2. Les calculs numériques correspondant au tracé des courbes des figures (2), (3) ont été effectués sur calculatrice C.A.F. 500.

Conclusion

La théorie que nous avons développée dans cette première partie, repose sur un certain nombre d'hypothèses simplificatrices. Elle nous a permis de trouver des expressions analytiques, facilement exploitables, du flux thermique dans le champ de neutrons créé par une source ponctuelle monoénergétique de neutrons rapides.

La théorie complète dite théorie du transport conduit à l'équation de Boltzmann que l'on peut difficilement résoudre analytiquement en raison du nombre de variables et des paramètres. Beaucoup de méthodes d'approximation font intervenir des moyens de calcul mathématique très puissants, ou des paramètres qui ne sont pas calculables directement.

Nous avons conservé le principe de la méthode multigroupe, en ne considérant qu'un seul groupe rapide. Le problème du ralentissement et de la diffusion des neutrons rapides se trouve ainsi simplifié. Le seul paramètre introduit, est calculé de façon exacte à partir de l'équation de Boltzmann, c'est la longueur de ralentissement. Ce paramètre décrit de façon précise le processus de ralentissement ce qui justifie l'hypothèse

simplificatrices adoptées.

Les expressions analytiques du flux thermiques obtenues, sont adaptées au but que nous nous sommes fixés : la réalisation d'un compteur de neutrons. Nous allons maintenant appliquer les résultats précédents à l'étude expérimentale.

III PARTIE

Application de l'étude théorique de la distribution spatiale des neutrons thermiques à la réalisation d'un compteur de neutrons à efficacité connue.

INTRODUCTION

La deuxième partie de notre travail est consacrée à la mise au point d'un compteur de neutrons dont la caractéristique essentielle est une efficacité élevée et connue quelle que soit l'énergie des neutrons de la source étudiée.

Les compteurs de neutrons 4π , à haute efficacité, insensibles au rayonnement γ , à réponse plate entre 1 et 14 MeV ont de nombreuses applications en neutronique. Le long compteur étudié par Hanson et Mac Kiblen {20} possède approximativement ces caractéristiques entre 10 KeV et 5 MeV. De nombreux auteurs ont étudié des compteurs 4π à réponse plate pour des applications particulières.

a) Chambres à fission pour les mesures de flux dans les réacteurs rapides {21}.

b) Divers assemblages ralentisseurs pour l'étude du rendement neutronique total de certaines réactions nucléaires :

- Bains de sulfate de manganèse {22}
- Scintillateurs liquides de grandes dimensions {23}
- Bloc de paraffine ou de graphite de formes diverses {24} {25} {26} {27}

Pour des raisons pratiques qui seront développées dans la suite, nous étudierons un compteur composé d'un bloc ralentisseur de paraffine, dans lequel sont placés douze détecteurs au trifluorure de Bore (BF_3).

Pour obtenir une efficacité élevée, il faut d'abord thermaliser le plus grand nombre possible des neutrons émis par la source dans le milieu ralentisseur. Il faut ensuite que les neutrons thermiques soient capturés par l'élément détecteur avant de l'être par l'hydrogène. C'est pourquoi un premier paragraphe sera consacré à la détermination du volume du bloc ralentisseur et au choix des détecteurs.

Après avoir étudié dans un deuxième paragraphe l'électronique associée au compteur, nous traiterons le problème de la recherche de la disposition géométrique optimale des détecteurs au bore.

Les deux derniers paragraphes seront consacrés à la détermination de la courbe d'étalonnage du compteur en fonction de l'énergie : d'abord en utilisant les résultats de l'étude théorique développée dans la première partie, puis de façon expérimentale. Etant donnée la faible valeur de la longueur de diffusion des neutrons thermiques dans la paraffine ($L_D \approx 3$ cm), il est difficile d'obtenir une réponse plate en fonction de l'énergie entre 0 et 14 MeV. Cependant on peut tenir compte de l'énergie de la source dans la détermination de son intensité. Ce point précis sera traité en détail dans la troisième partie.

D'une manière générale, l'étude théorique servira de guide à la partie expérimentale et nous commencerons par vérifier la validité des expressions théoriques du flux au moyen d'une expérience simple.

1 - VERIFICATION EXPERIMENTALE

Nous avons déterminé théoriquement le flux thermique produit par une source monoénergétique, ponctuelle, de neutrons rapides placée en milieu hydrogéné infini (formule 33). A partir de ce résultat, nous avons tracé la courbe donnant les variations de $4\pi r^2 \phi(r)$ en fonction de la distance r à une source de PoPo : (figure 2). Le choix de cette source sera justifié dans la suite.

Nous allons décrire une expérience permettant de trouver cette courbe directement.

A) Mesure du flux en géométrie infinie pour une source de PoPo

L'expérience consiste à déplacer un détecteur aussi ponctuel que possible suivant un axe passant par la source. L'ensemble est immergé dans une cuve remplie d'eau, dont les dimensions rendent peu probable toute fuite de neutrons vers l'extérieur.

Nous avons effectué deux séries de mesures pour vérifier la reproductibilité des résultats : la première a été faite dans une cuve cubique de $1,2 \times 1,2 \times 1,2 \text{ m}^3$ et la seconde dans une fosse de $1,4 \times 3 \times 4 \text{ m}^3$.

Dans la première expérience, nous utilisons un détecteur B F₃ LCT 14 NF 31 de 30 cm de longueur utile gainé de cadmium sauf sur une longueur de 3 cm. Dans la seconde série de mesures, nous utilisons un détecteur B F₃ LCT 0,1 NF 3/1

de 3 cm de longueur utile. Cette solution nous a semblé préférable car la dépression de flux créé par le détecteur est nettement moins importante que dans la première méthode.

Dans les deux cas, la chaîne de comptage associée au détecteur est de type classique : préamplificateur du type "Emitter follower", amplificateur linéaire, discriminateur mise en forme et échelle de comptage $5 \text{ M} \cdot \text{V} \cdot \text{Z}$.

Les résultats de l'expérience utilisant le détecteur C.I. WF 2/1 sont consignés dans le tableau 1.

La courbe de la figure (4) représente le nombre n de coups par seconde en fonction de la distance r de la source au détecteur. Sur cette figure, on constate que n donc le flux Φ s'annule pour $u=50 \text{ cm}$ ce qui montre que le milieu peut-être considéré comme infini.

Sur la figure 5, la courbe 2 qui représente $4\pi r^2 n$ en fonction de la distance concerne la deuxième expérience. La courbe 1 indique les résultats de la première expérience réalisée dans la cuve de $1,2 \times 1,2 \times 1,2 \text{ m}^3$. Cette courbe a été normalisée sur le maximum de la courbe 2 compte tenu de la décroissance de la source (les mesures ont été effectuées à trois mois d'intervalle avec la même source) et de l'efficacité du détecteur.

Nous constatons que les résultats sont reproductibles aux erreurs statistiques près.

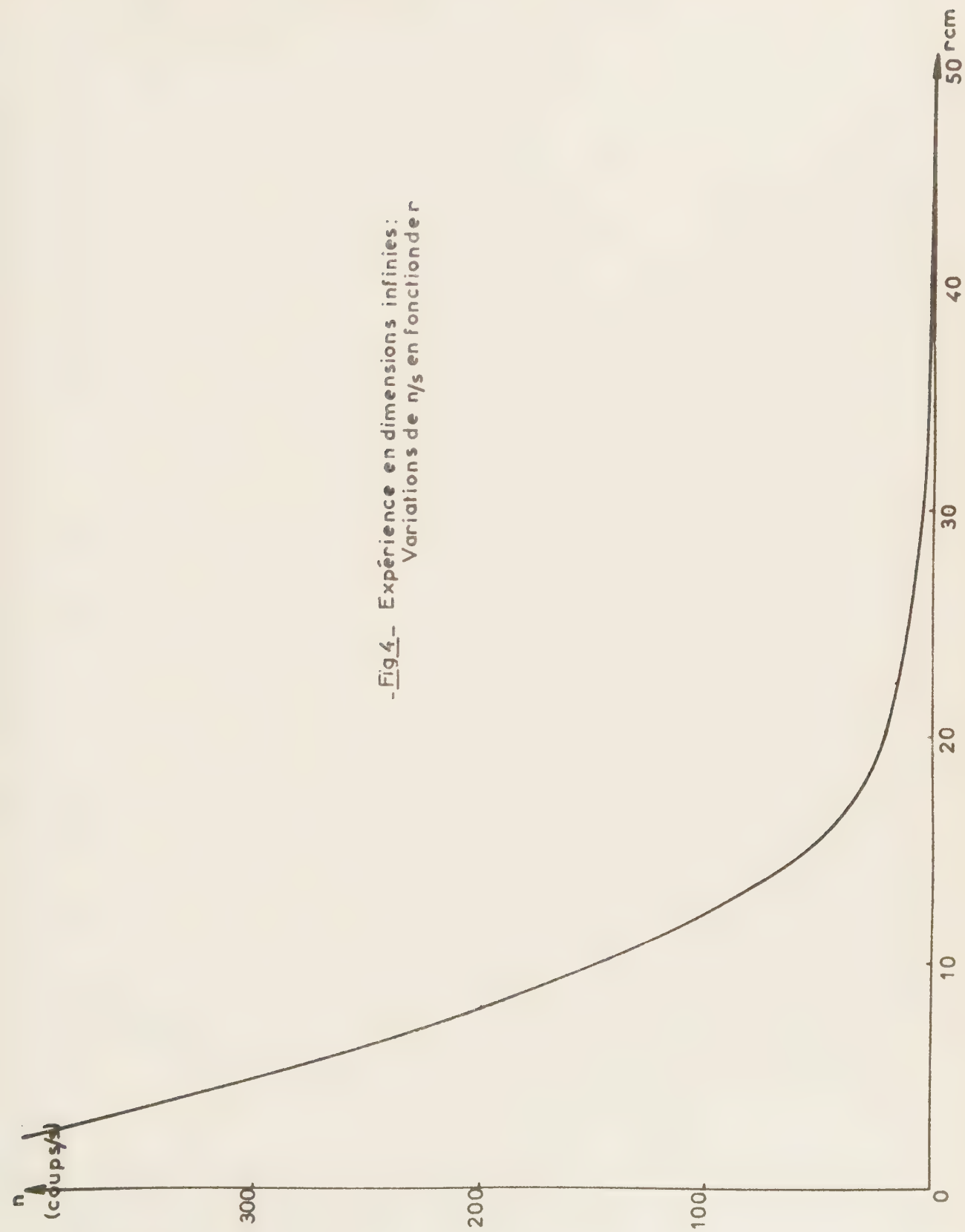
B) Comparaison des résultats théoriques avec l'expérience

La courbe théorique représentée sur la figure 2 donne

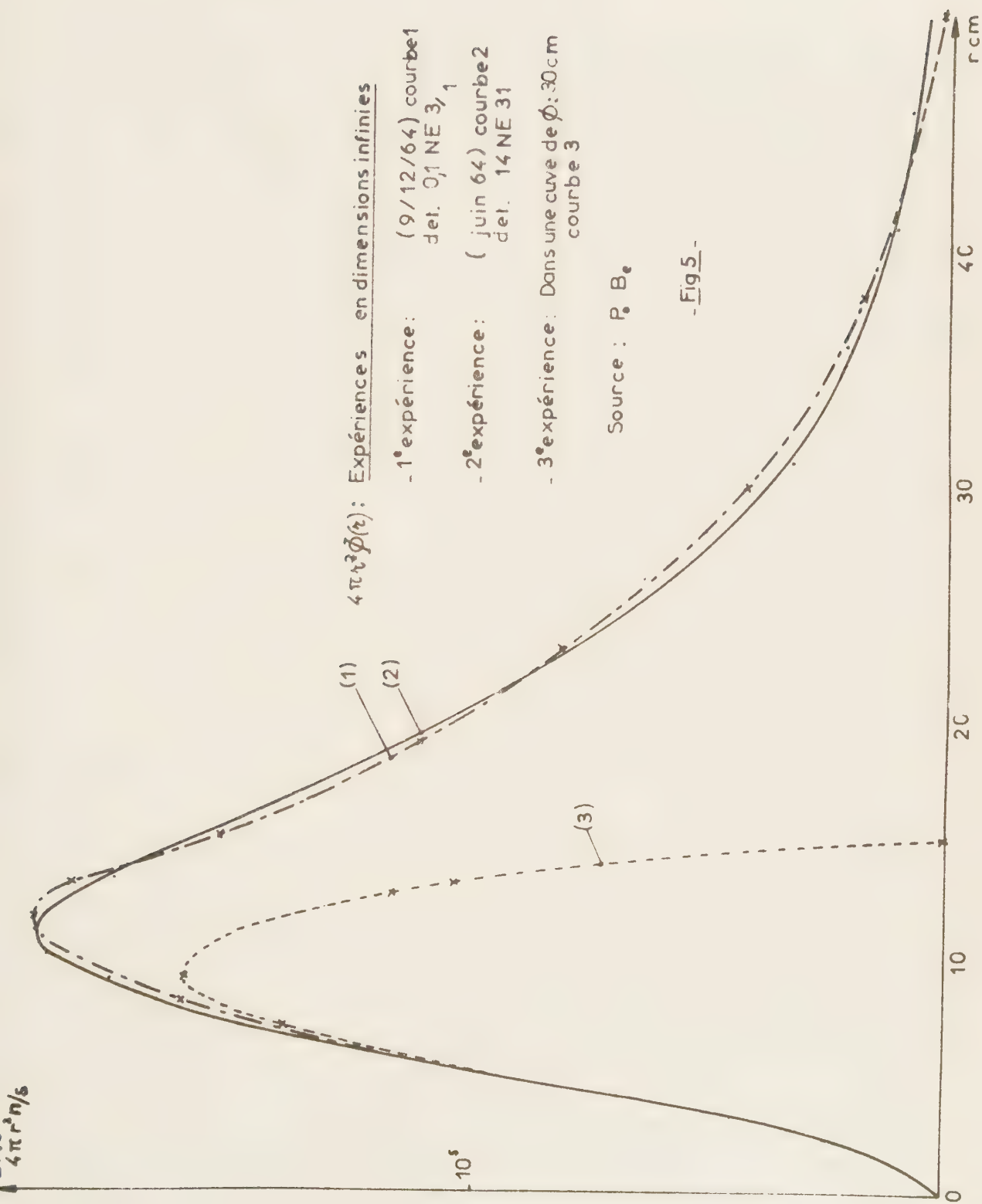
r cm	Taux de comptage N en 100 s	Après repositionnement	$4 r^2 n$ $n = \frac{N}{100}$	Précision statistique
4	32999 33239		66500	1 %
5	30724 30856		94400	1 %
7	24676 24168		150200	1 %
9	17390	17043 17366	177000	1 %
11	12408 12407		192900	1 %
13	8330 8247		176000	1,1 %
15	5655 5662		163000	1,3 %
17		3663 3574	131000	1,6 %
21	1898 1812		102700	2,3 %
26	712 693		65000	3,8 %
31	278		33500	6 %
36	149	155 130	22000	8,6 %
41	57		11450	13 %
46	32		8500	18 %
51	10	13	3270	30 %
80	1		840	

- TABLEAU 1 -

Résultats de l'expérience en dimensions infinies (courbe 1 fig. 5)
(détecteur utilisé BF₃ 0,1 NE 3/1)



-Fig 4- Expérience en dimensions infinies:
Variations de n/s en fonction de r



$4\pi r^3 \phi(r)$: Expériences en dimensions infinies

- 1^{re} expérience: (9/12/64) courbe 1
det. 0,1 NE 3,1

- 2^{de} expérience: (juin 64) courbe 2
det. 14 NE 31

- 3^{de} expérience: Dans une cuve de ϕ : 30 cm
courbe 3

Source : P. B.

- Fig 5 -

les variations de $4\pi r^2 \phi$ en fonction de la distance. Nous allons exprimer les résultats expérimentaux non plus en fonction de n (nombre de coups donnés par le détecteur) mais en fonction du flux ϕ , de façon à pouvoir les comparer aux résultats théoriques.

Le flux ϕ est proportionnel au nombre de coups n : $n = \phi \epsilon$ ϵ étant l'efficacité du détecteur. L'efficacité ϵ donnée par le constructeur est de 0.1 coups/s dans un flux de 1 neutron par cm^2 par seconde. Nous avons vérifié ce chiffre :

Pression de PF_3 : 40 cm de Hg · longueur : $\ell = 3$ cm
diamètre utile : $2r = 0.9$ cm : section efficace du ^{10}B :
4020 barns d'où :

$$\sigma = N\sigma = \frac{6.02 \cdot 10^{23}}{224 \text{ ov}} \cdot \frac{40}{76} \cdot 4.02 \cdot 10^{-21} = 0.0568 \text{ cm}^{-1}$$

$$V = \pi r^2 \ell = 1.90 \text{ cm}^3$$

d'où

$$\epsilon = \Sigma V = 0.10$$

Mais ceci n'est valable que dans un milieu où le détecteur ne modifie pas, par sa présence, la valeur du flux à mesurer. Ce n'est pas le cas dans un milieu tel que l'eau ou la paraffine, car la longueur de diffusion des neutrons thermiques y est assez faible : $L_D = 2.75$ cm.

Un calcul approximatif (19) tenant compte de la dépression de flux due au volume du détecteur et de la capture

possible des neutrons dans ce volume donne une correction voisine de 15 % sur l'efficacité. Nous prendrons donc pour efficacité de notre détecteur $\epsilon = 0,085$ coups par neutron par cm^2 par seconde.

La figure (6) représente la courbe théorique (2) et la courbe expérimentale (1) compte tenu de l'efficacité du détecteur. Les deux courbes ont été normalisées en un point voisin du maximum ($r=10,5$ cm) mais le coefficient de normalisation n'est pas quelconque. En effet, le calcul théorique a été effectué pour une activité nominale de la source de 1 n/s le facteur de normalisation doit donc être égal à la valeur S de la source utilisée au cours de l'expérience :

- la courbe théorique donne : $4\pi r^2 \phi = 2,51$ ($r = 10,5$ cm)

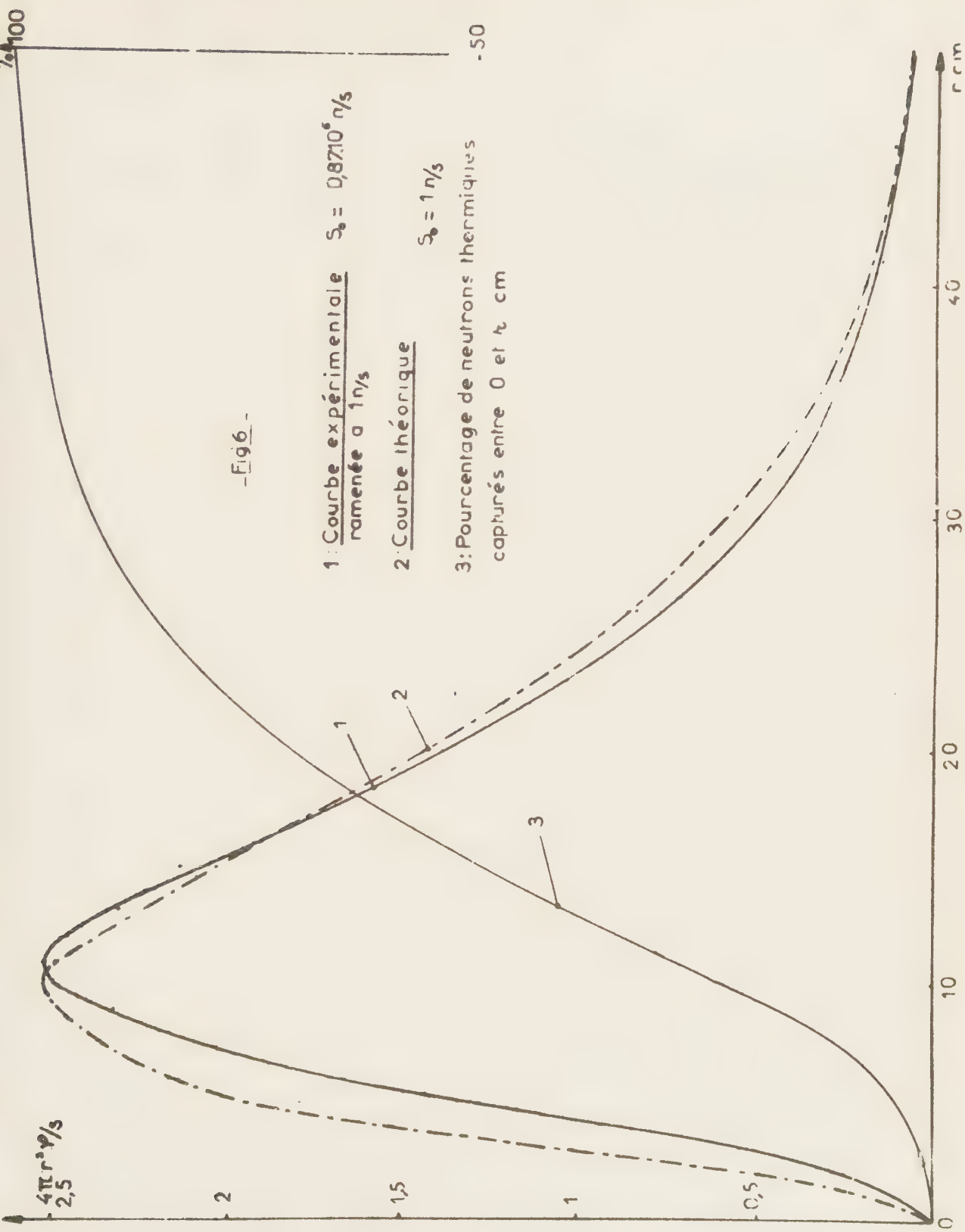
- la courbe expérimentale donne : $4\pi r^2 n = 1,90 \cdot 10^6$

($r = 10,5$ cm) soit puisque $\epsilon = 0,085$: $4\pi r^2 \phi = \frac{1,90 \cdot 10^6}{0,085} = 2,24 \cdot 10^6$

- d'où le facteur de normalisation : $f = \frac{2,24 \cdot 10^6}{2,51} = 0,80 \cdot 10^6$

Le constructeur donne pour valeur de la source $S = 1,05 \cdot 10^6$ n/s ± 15 %. A la précision de l'étalonnage de la source près on a bien $S = f$.

Les courbes (1) et (2) sont en bon accord mis à part un décalage de la courbe expérimentale par rapport à la courbe théorique pour des valeurs de r inférieures à 10 cm. Ce désaccord, pour les faibles valeurs de r , peut s'expliquer de la façon suivante :



Nous n'avons pas tenu compte, dans l'élaboration de la courbe expérimentale, de diverses corrections géométriques dont la plus importante est relative aux dimensions non négligeables du détecteur : ainsi à 10 cm on doit s'attendre à une correction de l'ordre de 2 % par défaut du fait que les extrémités du compteur BF_3 sont en fait à 10,1 cm de la source, et à 3 cm elles en sont à 3,5 cm si bien que la valeur de $4\pi r^2 n$ serait trop faible de 15 % environ.

Une autre correction serait due au fait que la source n'est pas ponctuelle ($\phi = 1$ cm). De plus, elle est légèrement absorbante et crée une dépression de flux non négligeable.

Cette expérience nous a permis de vérifier approximativement la validité des hypothèses formulées dans l'étude théorique. Nous allons maintenant exposer l'étude du compteur proprement dit.

2 - DESCRIPTION ET REALISATION DU COMPTEUR

A) Nature et dimensions du milieu ralentisseur

La qualité d'un compteur de neutrons de grande efficacité est liée au choix du milieu ralentisseur pour les neutrons rapides et l'on sait que ce sont les milieux hydrogénés qui conviennent le mieux. Le pouvoir modérateur, c'est-à-dire le produit du paramètre de ralentissement ξ par la section efficace de diffusion σ_s , est égal à $1,25 \text{ cm}^{-1}$

pour l'eau alors qu'elle n'est que de 0.060 cm^{-1} pour le graphite et 0.158 cm^{-1} pour le Parvillium [1 p. 121]. Pour ces raisons mais aussi à cause de la facilité de mise en oeuvre, nous avons choisi la paraffine dont les caractéristiques neutroniques sont sensiblement les mêmes que celles de l'eau [1 p. 105].

Il est possible de détecter les neutrons rapides par leur proton de recul [28] ou de les ralentir avant de les compter [20] [29]. Nous avons adopté la seconde solution mais elle limite l'efficacité puisque, d'une part, tous les neutrons ne sont pas thermalisés dans le bloc ralentisseur qui a nécessairement des dimensions limitées et, d'autre part, tous les neutrons thermiques ne sont pas capturés par les éléments détecteurs, l'hydrogène du milieu étant absorbant.

Les dimensions du bloc ralentisseur ont été choisies d'après les résultats de l'atténuation d'un flux de neutrons en fonction de la distance, en milieu hydrogéné de grandes dimensions (paragraphe II). La courbe 3 sur la figure 6 est la courbe intégrale de la courbe 1. Elle représente le nombre de neutrons capturés dans une sphère de rayon r . On observe que 90 % des neutrons sont capturés entre l'origine et une distance de 30 cm, 70 % le sont encore entre zéro et 20 cm et 50 % entre 0 et 15 cm. Cependant, l'expérience (c.3 fig.5) montre que dans une cuve orthocylindrique de rayon 15 cm la proportion de neutrons capturés n'est que de 40 %. La courbe 3 figure 6 donne 60 % pour une sphère de même volume (rayon 17.15 cm). La différence est due à l'effet d'Albedo des couches de milieu ralentisseur de rayon supérieur à 17.15 cm.

Nous avons finalement choisi comme milieu ralentisseur un bloc cylindrique de paraffine de 40 cm de diamètre et de

50 cm de hauteur. En assimilant ce cylindre à une sphère de même volume (rayon : 24.62 cm) on évalue à 40 % la proportion de neutrons perdus par fuite, pour une source de ^{90}Po . L'efficacité du compteur, pour une source dont le spectre est compris dans la bande 0 - 14 MeV, est donc a priori limitée à 60 %. Les dimensions du cylindre ralentisseur seront encore justifiées par d'autres résultats dans la suite.

B) Circuits électroniques associés au compteur

a) Introduction

D'une manière générale, en ce qui concerne la technologie des différents éléments composant le compteur, nous avons recherché les qualités suivantes : fiabilité, facilité de mise en oeuvre, économie (efficacité maximale avec un nombre restreint de détecteurs au Pore).

Pour les circuits électroniques, en particulier, nous utilisons la mise en parallèle, sur un préamplificateur unique, des douze détecteurs au Pore, ce montage présente un certain nombre de difficultés. En effet, si sur un préamplificateur classique (du type "Emitter Follower" par exemple) on branche deux, trois détecteurs, l'amplitude des impulsions de sortie est divisée par deux, trois... etc. sans que le niveau de bruit varie et c'est ce dernier qui limite rapidement une exploitation facile du montage. De plus, utilisant douze détecteurs au PF_3 , si l'on veut fonctionner à efficacité plus faible en ne branchant que deux ou trois détecteurs,

on est contraint de modifier les réglages de gain et de seuil de discrimination.

La solution adoptée, permet de brancher un nombre variable de détecteurs sans faire varier l'amplitude des impulsions, ni le niveau de bruit. Le principe de base consiste à adapter les câbles haute-tension **sur leur impédance caractéristique**. La capacité parasite de sortie est en effet due en grande partie aux câbles haute-tension.

b) Mise au point du préamplificateur

Nous utilisons un amplificateur linéaire à transistors dont le gain peut varier entre 100 et 2 500. L'étude des circuits électroniques porte donc essentiellement sur le préamplificateur. Il doit présenter les qualités suivantes :

- un rapport signal sur bruit aussi élevé que possible
- l'amplitude des impulsions de sortie doit ne varier quand on branche en parallèle un nombre croissant de détecteurs.

Le détecteur au Bore peut-être considéré comme un générateur de charges (quel que soit l'endroit où se produit la réaction $n + {}^{10}\text{B}$ dans le volume utile du détecteur, la charge collectée sur l'électrode centrale est sensiblement toujours la même). Dans ces conditions, il est intéressant d'utiliser un préamplificateur sensible à la charge, pour donner à l'ensemble de bonnes qualités spectrométriques. Cependant, un préamplificateur qui serait sensible à la charge présenterait le désavantage d'être relativement lent (phénomène d'empilement). Nous avons cherché un préamplificateur qui

ne présente pas cet inconvénient et nous avons procédé à des essais concernant différents types de préamplificateurs à transistors :

- montage du type cascode avec contre-réaction
- montage hybride à transistors et nuvistors triode
- montage simple comprenant en série deux transistors montés en émetteurs à la masse.

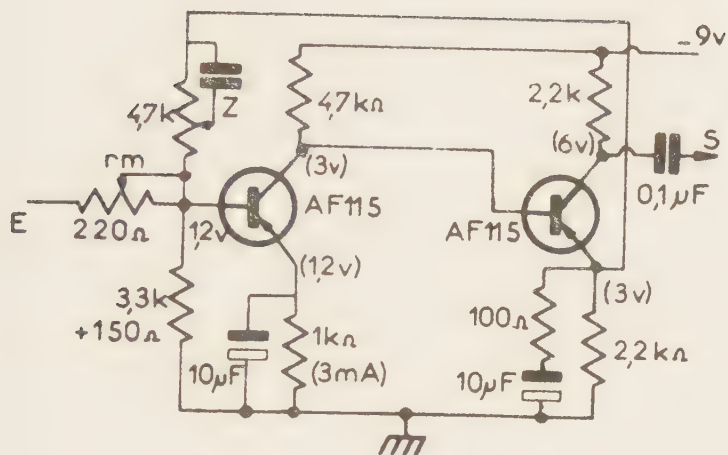
À la suite de ces divers essais, nous avons adopté un montage dont le schéma est représenté sur la figure 7 {30}. Ce schéma résulte d'un compromis entre les avantages respectifs d'un préamplificateur sensible à la charge ou au courant. En effet, l'impédance de contre-réaction est constituée par une résistance variable de 4,7 k Ω en parallèle sur une capacité de 0,1 μ F, ceci entraîne que l'impédance de transfert du montage n'est pas uniquement capacitive. En effet, suivant la position du curseur, on passe progressivement d'une impédance à prépondérance capacitive (constante de temps PC = 470 μ s) à une impédance purement résistive.

On peut montrer que l'impédance d'entrée de ce montage peut-être très faible, ce qui permet l'adaptation du câble d'entrée au moyen d'une résistance série de 50 Ω . En effet, soient (figure 8)

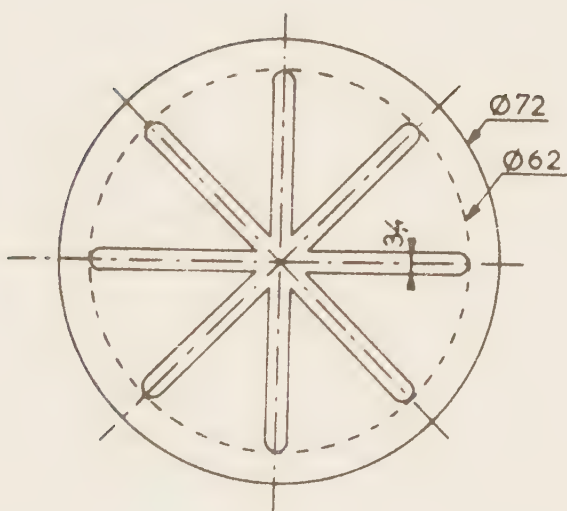
- A le gain en chaîne ouverte
- Z l'impédance de contre-réaction
- z l'impédance d'entrée en chaîne ouverte

On peut écrire :

$$I + i_1 = i_2 \quad \text{soit} \quad I + \frac{V - \frac{V}{A}}{Z} = \frac{1}{z} \frac{V}{A} \dots\dots (34)$$



-Fig7-
Schéma du
préamplificateur



-Fig10-
Dispositif expérimental
pour la détermination de
la répartition géométrique
des détecteurs

L'impédance d'entrée du montage est :

$$Z_e = \frac{V/I}{I} \quad \text{soit} \quad \frac{V}{\Delta I}$$

L'équation (34) donne en divisant les deux membres par I :

$$1 + \frac{\frac{V}{\Delta I} - \frac{V}{\lambda I}}{\frac{V}{\lambda I}} = \frac{1}{Z} \frac{V}{\lambda I}$$

soit

$$\frac{V}{\lambda I} \left(\frac{\lambda}{Z} + 1 - \lambda \right) = \lambda$$

d'où l'on déduit :

$$Z_e = \frac{\lambda}{\frac{\lambda}{Z} + 1 - \lambda}$$

ou

$$\frac{1}{Z_e} = \frac{1}{Z} + \frac{1}{\frac{Z}{1-\lambda}}$$

En fait, λ est négatif ce qui donne :

$$\frac{1}{Z_e} = \frac{1}{Z} + \frac{1}{\frac{Z}{1+|\lambda|}}$$

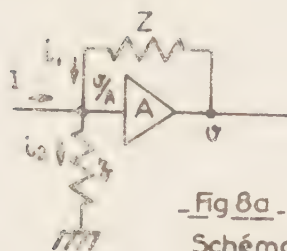
L'impédance d'entrée z_e du montage est donc équivalente aux impédances z et $\frac{z}{1+|\alpha|}$ montées en parallèle. Si A est élevé, z_e est faible.

Cette propriété du montage, qui permet d'adapter l'impédance d'entrée à celle du câble coaxial, transportant l'impulsion, est particulièrement intéressante. En effet, on peut ainsi séparer le détecteur lui-même du préamplificateur, par un câble de grande longueur ou brancher un nombre important de détecteurs sur le même préamplificateur.

c) Schéma de l'ensemble des circuits électroniques

Résultats

Le schéma de l'ensemble des circuits électroniques est représenté sur la figure 8 (b) (c) (d). Nous avons, en fait, deux chaînes identiques relatives à deux couronnes distinctes de détecteurs (nous justifierons par la suite cette disposition des détecteurs). L'alimentation haute-tension de ces deux chaînes est commune, et tous les détecteurs d'une même couronne sont alimentés par des câbles haute-tension reliés à l'entrée d'un préamplificateur unique. Le signal délivré par le préamplificateur est reçu par un amplificateur (gain 1000 environ, bande passante 5 MHz) à la sortie duquel il a une amplitude comprise entre 2 et 15 Volts. Les impulsions vont ensuite dans un discriminateur dont le seuil est réglé sur 2V, ce qui élimine l'influence d'un éventuel bruit de fond dû au rayonnement gamma tout en



- Fig 8a -

Schéma équivalent
du préamplificateur

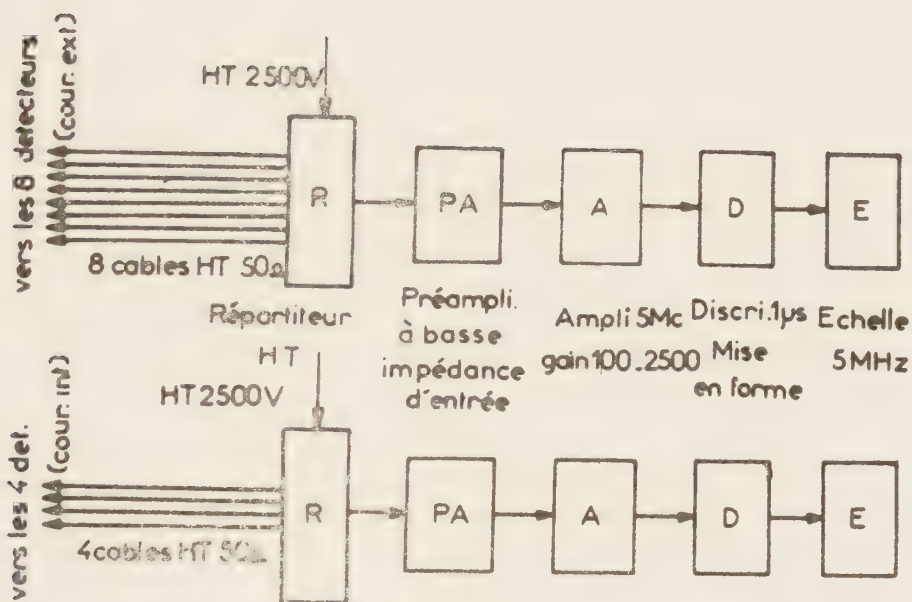
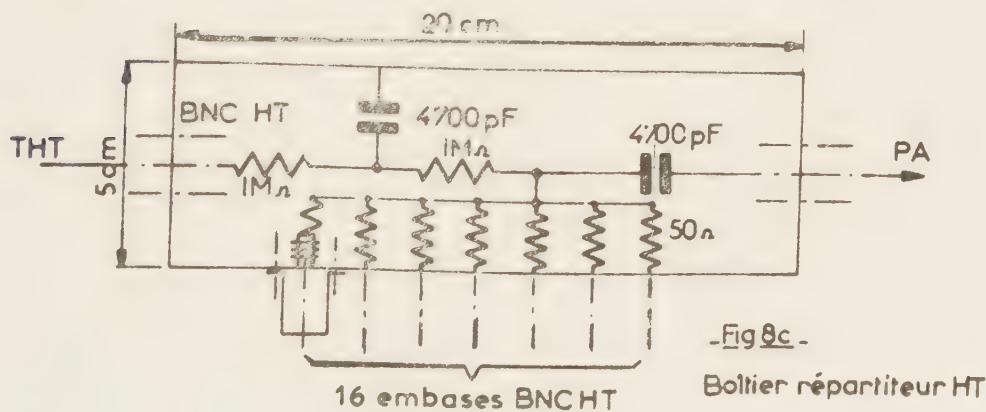


Fig 8b. Appareillage électronique



- Fig 8c -

perdant moins de 1 % des neutrons détectés. Enfin, les impulsions sont envoyées à l'entrée d'une échelle de comptage dont le temps mort est égal à 0,2 μ s.

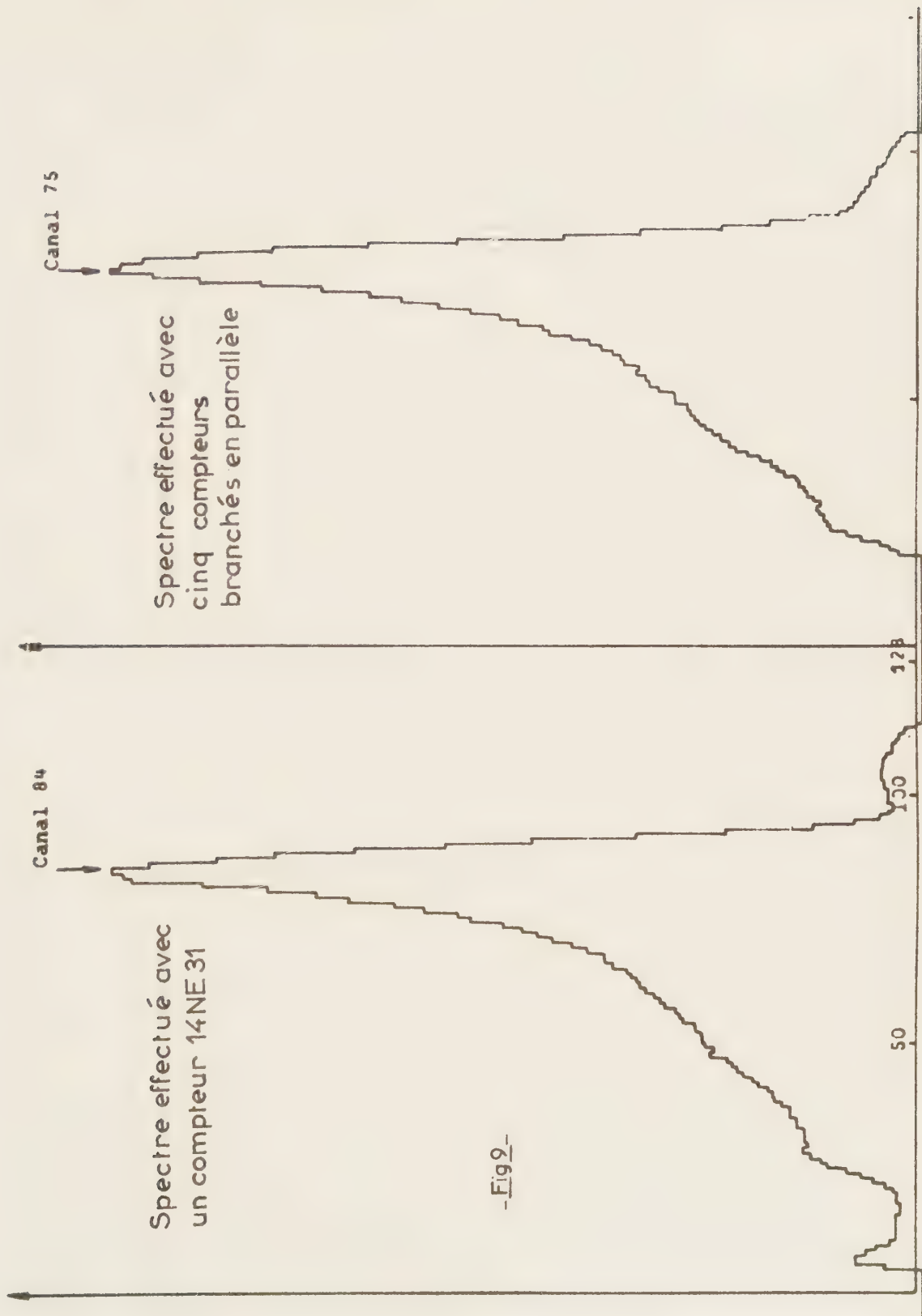
Le résultat essentiel est dû au fait que l'amplitude des impulsions obtenues à la sortie de l'amplificateur ne varie pas de façon sensible avec le nombre de compteurs branchés en parallèle. Pour tester ce résultat, nous avons enregistré deux spectres à l'aide d'un sélecteur à 256 canaux (marque S.A.I.P.) le premier avec un seul détecteur du type 70 BE 40, le second avec huit détecteurs de même nature, branchés en parallèle. On peut juger de la perte relative de l'amplitude de sortie en évaluant le déplacement du pic : elle est approximativement de 15 %.

Les mêmes essais ont été réalisés avec des détecteurs 14 NE 31, qui présentent une meilleure résolution. Les résultats, sensiblement identiques, sont représentés sur la figure (9).

Les valeurs du rapport signal sur bruit sont consignés dans le tableau suivant :

On branche un compteur sur le répartiteur HT et l'on observe le rapport signal sur bruit à la sortie de l'amplificateur

Gain Ampli	Amplitude des impulsions	Amplitude bruit	Rapport S/B
800	13 Volts	0,45 Volts	29
500	8,4 Volts	0,23 Volts	30
350	7 Volts	0,20 Volts	35
250	5 Volts	0,18 Volts	31
100	2 Volts	0,07 Volts	29



-Fig 9-

Avec huit compteurs en repartition :

800	10 Volts	0,6 Volts	17
500	7 Volts	0,5 Volts	14
350	6 Volts	0,3 Volts	20
250	4 Volts	0,2 Volts	20
100	1,5 Volts	0,1 Volts	15

Ces chiffres ont une valeur relative car nous avons simplement évalué l'importance du bruit par lecture sur le cadran de l'oscillographe.

C) Recherche de la disposition optimale des détecteurs.

Forme adoptée pour le compteur.

a) Introduction

Les premières expériences que nous avons décrites nous ont permis, en accord avec les résultats théoriques, de déterminer la proportion de neutrons capturés dans un volume ralentisseur donné. Les expériences suivantes vont nous permettre de déterminer la disposition géométrique des détecteurs au Bore, pour que l'efficacité du compteur soit maximale pour une source dont le spectre couvre la bande

énergétique 1 - 14 MeV à laquelle nous avons restreint notre étude. Ces expériences déterminent la géométrie du compteur.

Etant donnée la forme des détecteurs au Bore, la géométrie la plus simple pour le milieu ralentisseur, est la géométrie cylindrique. Nous avons donc procédé aux expériences concernant la disposition des détecteurs dans des cuves cylindriques remplies d'eau. Les paramètres neutroniques de l'eau sont, en effet, assez proches de ceux de la paraffine que nous avons choisie comme milieu ralentisseur. De plus cette étude exige de pouvoir déplacer les détecteurs ce qui n'est pas possible dans la paraffine.

Nous mentionnerons cependant quelques essais qui ont été réalisés avec des milieux ralentisseurs de forme cubique et une disposition géométrique des détecteurs tout-à-fait différente de celle qui est déterminée par les premières expériences.

b) Dispositif expérimental

Nous utilisons une cuve cylindrique en tôle galvanisée de 62 cm de diamètre remplie d'eau. La proportion de neutrons capturés dans le volume ralentisseur ainsi défini est d'environ 90 %.

Sur la cuve est fixée une plaque en duralumin de 5 mm d'épaisseur dans laquelle on a découpé huit rainures de 34 mm de largeur pour pouvoir déplacer les détecteurs (figure 10).

On utilise les circuits électroniques décrits au paragraphe précédent : les détecteurs sont alimentés sous

2 600 Volts, le gain affiché sur l'amplificateur est de 1 000 et le seuil de discrimination de 1,5 Volts. Dans ces conditions, l'amplitude maximale des impulsions à la sortie de l'amplificateur est de 12 Volts et leur largeur à mi-hauteur de 1,5 μ s.

c) Résultats

Nous avons déterminé une disposition géométrique des douze détecteurs au Bore 70 BE 40, comprenant trois couronnes de quatre détecteurs chacune. Le rayon de chaque couronne est déterminé d'après le taux de comptage fourni par une source de PoBe de faible activité (environ $1,4 \cdot 10^3$ n/s) pour éviter les corrections de temps mort. Ayant déterminé la position de la deuxième couronne, on déplace à nouveau la première couronne pour vérifier que sa position correspond toujours à l'efficacité maximale. On procède de même pour la troisième couronne.

Les taux de comptages correspondant à ces différentes expériences sont consignés dans les tableaux suivants :

r_{1cm}	3,5 (au contact)	5	6	7	8	9	10
Cp/s	152,95	164,55	204,15	211,46	198,93	178,88	161,94

Le taux de comptage maximum est donc obtenu pour

$$r_1 = 7 \text{ cm}$$

r_1 est le rayon de la couronne des compteurs.

La première couronne reste à $r_1 = 7 \text{ cm}$ et l'on fait varier le rayon r_2 de la seconde.

$r_2 \text{ cm}$	9	10	11	12	14
$n \text{ Cn/s}$	284,55	289,16	<u>296,08</u>	294,68	283,32

Le taux de comptage maximal est obtenu pour $r_2=11 \text{ cm}$.

Les deux première couronnes sont dans la position $r_1=7 \text{ cm}$ et $r_2=11 \text{ cm}$.

$r_3 \text{ cm}$	12	14	16	18	20
$n \text{ Cd/s}$	323,2	324,5	330,0	329,2	315,4

Le rayon de la troisième couronne correspondant au taux de comptage maximal est donc $r_3 = 16$ cm.

Les efficacités réelles correspondant aux taux de comptages relatifs portés dans ces tableaux, ont été mesurées avec une source PoBe étalonnée à 15 %.

Elles sont respectivement :

- 15 % avec la première couronne seule
- 22 % avec les couronnes 1 et 2
- 25 % avec les trois couronnes

Le dernier tableau de résultats montre que la position de la troisième couronne de détecteur est très peu critique : en déplaçant cette dernière de 4 cm vers le centre l'efficacité passe de 25 % à 24 %. Ce résultat est confirmé par le réseau de courbes théoriques de la figure 3 : la valeur de $4\pi r^2 \phi$ ne varie pas de façon sensible entre 12 et 16 cm. Les courbes de la figure 3 montrent également que les rayons des deux premières couronnes correspondent aux maxima de $4\pi r^2 \phi$ pour les basses énergies (1^{re} couronne) et pour les énergies au-delà de 5 MeV (2^e couronne).

Compte tenu de ces remarques, nous avons finalement retenu une disposition géométrique en deux couronnes de 4 et 8 détecteurs de rayons respectifs : $r_1=5$ cm et $r_2=12$ cm. Cette géométrie est également justifiée par l'étude de la réponse en énergie du compteur que nous traitons dans la suite.

Enfin, nous avons réalisé une série d'expériences en utilisant des cuves cubiques. Les détecteurs au Bore sont disposés parallèlement aux arêtes d'une cuve de forme

parallélépipédique ($52 \times 52 \times 45 \text{ cm}^3$) (figure 11). Nous avons expérimenté deux géométries différentes : d'abord en tenant compte des résultats précédents (figure 12) puis en recherchant un confinement maximum (figure 13). C'est la deuxième disposition qui a donné le meilleur résultat, soit une efficacité de 24,6 % pour la même source de ^{60}Co .

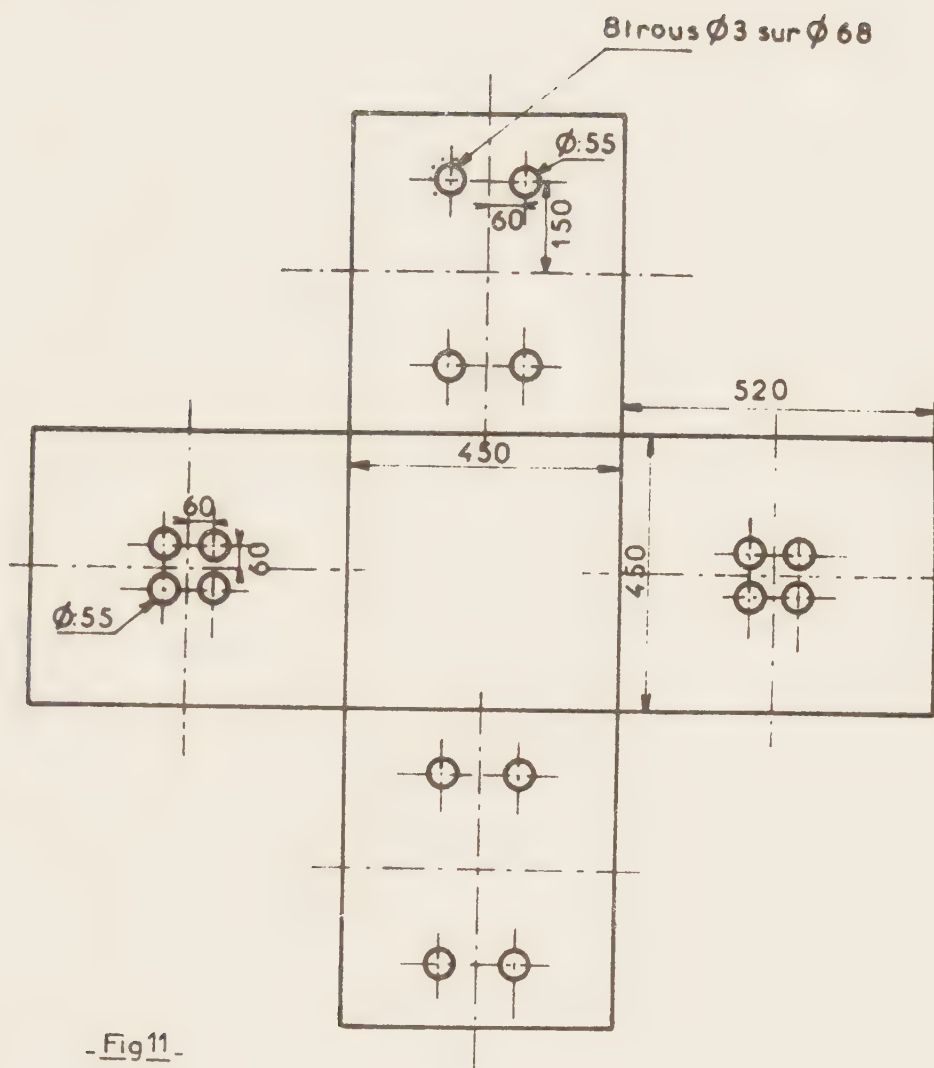
Etant donné le faible gain en efficacité et la difficulté de mise en oeuvre d'une telle disposition géométrique, nous avons choisi finalement la forme cylindrique pour le volume ralentisseur. Nous **lui** avons donné les dimensions suivantes : diamètre 40 cm, hauteur 50 cm. Ces dimensions sont inférieures, pour des raisons de commodité, aux dimensions du montage expérimental. Elles permettent l'addition d'un blindage protecteur contre les sources de rayonnements extérieur, et ne diminuent pas sensiblement l'efficacité qui passe de 24,7 % pour la cuve expérimentale à 23 % pour le montage définitif.

La figure 14 représente le compteur sous sa forme définitive. Nous allons maintenant étudier les variations de l'efficacité du compteur en fonction de l'énergie.

3 - UTILISATION DES RESULTATS THEORIQUES POUR

L'ETALONNAGE DU COMPTEUR EN FONCTION DE L'ENERGIE

L'étude que nous allons développer a pour but de définir avec précision les caractéristiques du compteur.

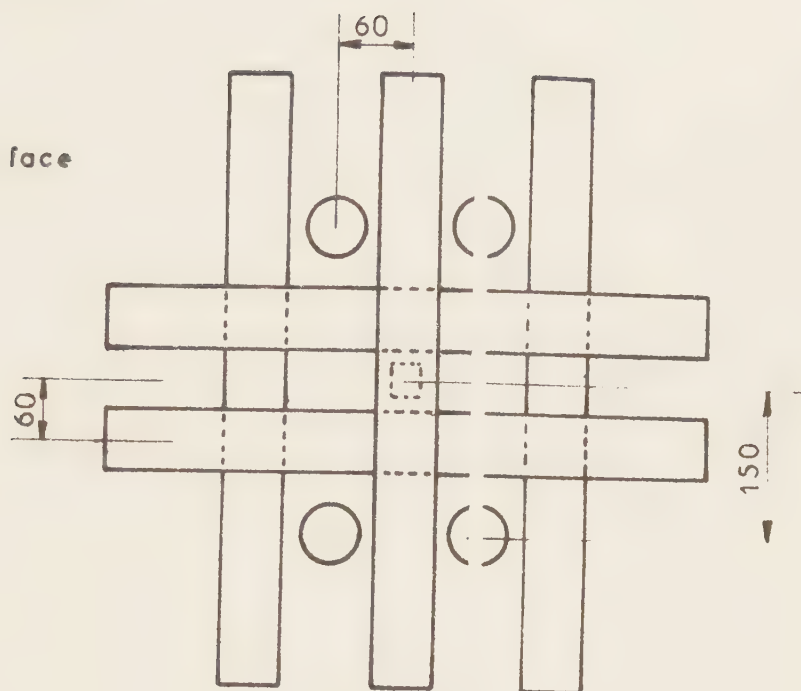


- Fig 11 -

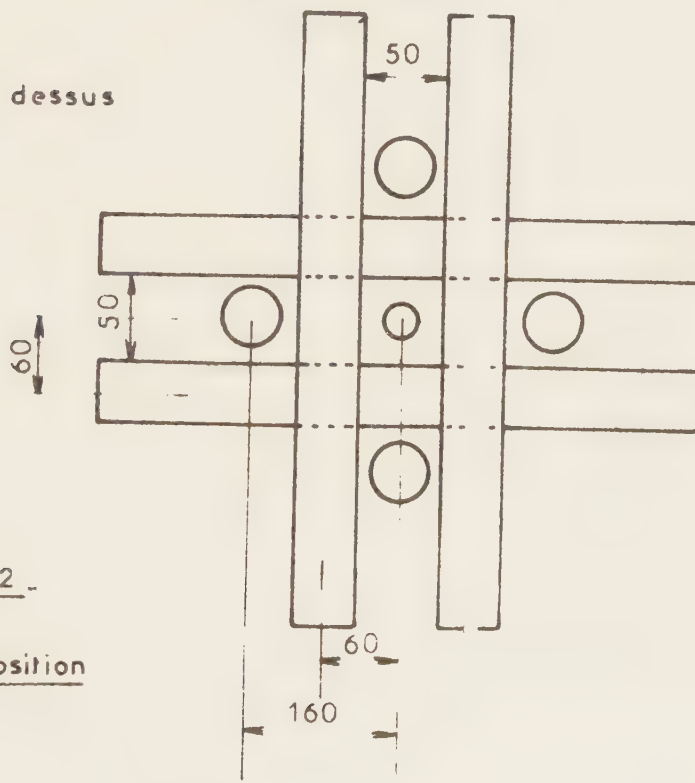
Matière: tôle galvanisée

Cuve pour BF 3 70 NE 40

.Vue de face



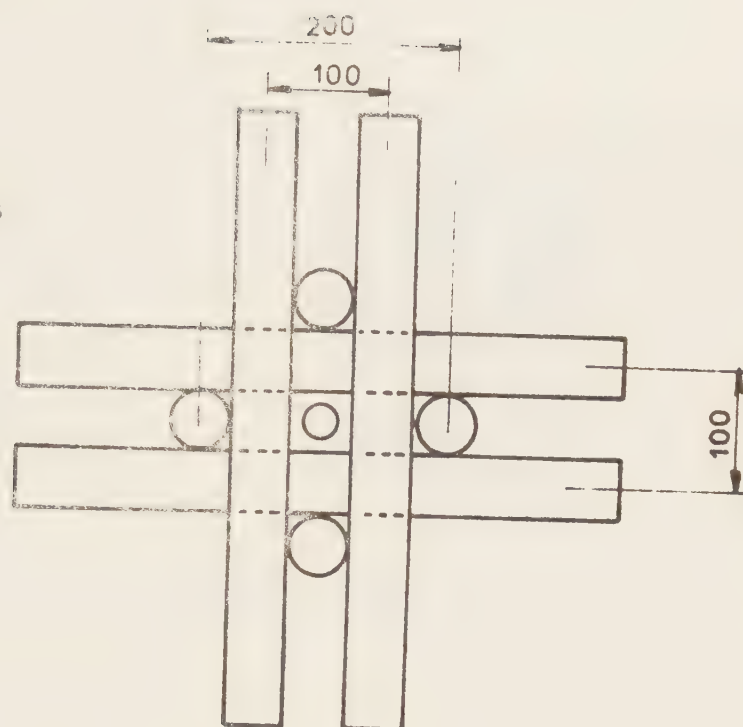
.Vue de dessus



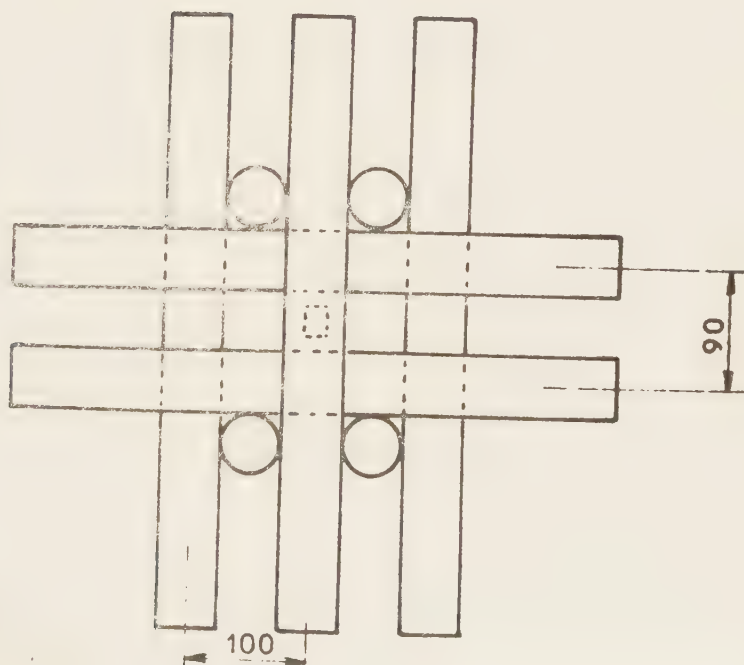
- Fig 12 -

1ère disposition

Vue de dessus



Vue de face



- Fig13 -
2^{ème} disposition
 Confinement maximum

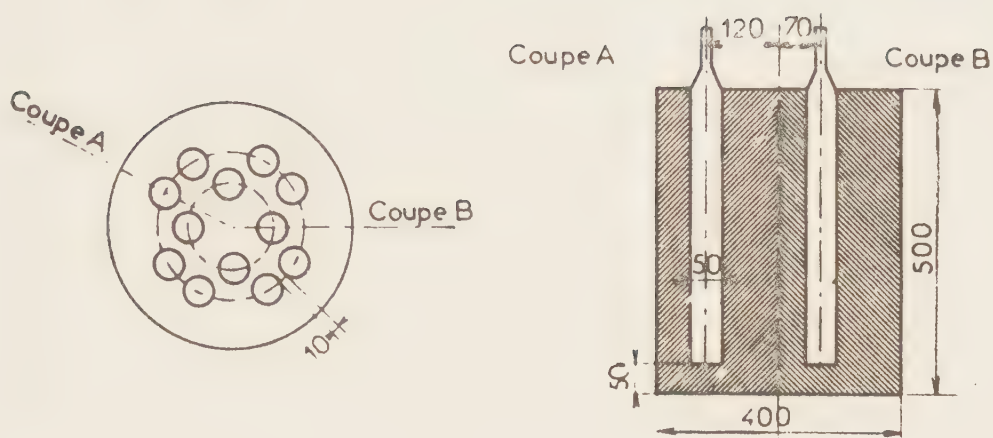
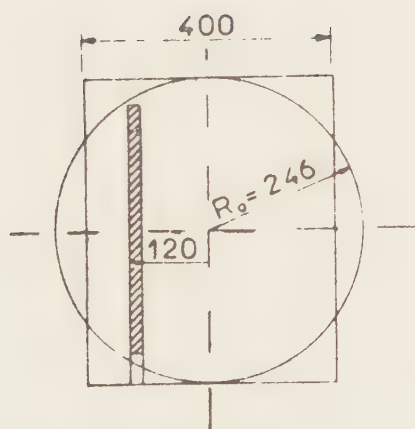
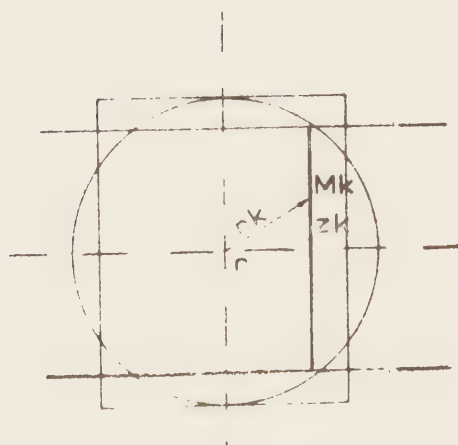


Fig 14. Bloc ralentisseur avec ses 12 détecteurs



15a. Sphère équivalente au bloc ralentisseur



15b. Calcul du taux de comptage d'un détecteur

Fig 15

La courbe de réponse en fonction de l'énergie constitue la caractéristique essentielle : elle permet de vérifier les critères que nous avons fixés dès le début de ce travail, une efficacité élevée et une réponse définie en fonction de l'énergie.

Expérimentalement, il est difficile de déterminer avec précision la réponse du compteur en fonction de l'énergie. En effet, nous ne disposons pas de sources de neutrons monoénergétiques d'énergie continuellement variable. Nous pourrions, tout au plus, mesurer l'efficacité du compteur pour quelques sources présentant des spectres énergétiques différents (PoBe, PoF) et quelques sources monoénergétiques (sources de photo neutrons ou produites par réactions nucléaires).

Une étude théorique préalable est donc nécessaire. Les points expérimentaux permettent d'en vérifier les résultats. Les deux études ainsi comparées donnent plus de précisions au tracé de la courbe des variations de l'efficacité du compteur en fonction de l'énergie.

L'étude théorique repose sur quelques hypothèses simplificatrices. Nous avons assimilé le bloc ralentisseur cylindrique à une sphère de rayon $r_0 = 24,62$ cm de même volume ; il s'agit d'une approximation importante, puisque les conditions aux limites imposent des formes différentes aux expressions du flux suivant que la géométrie est cylindrique ou sphérique. Cependant, la solution du problème d'un point source en milieu cylindrique fini entraînerait des développements mathématiques complexes que la précision des mesures ne justifierait pas. Pour un détecteur de la couronne extérieure, la perte de comptage due à la diminution

de l'effet d'Albedo aux extrémités est compensée par une augmentation de cet effet au voisinage du centre (figure 15-a).

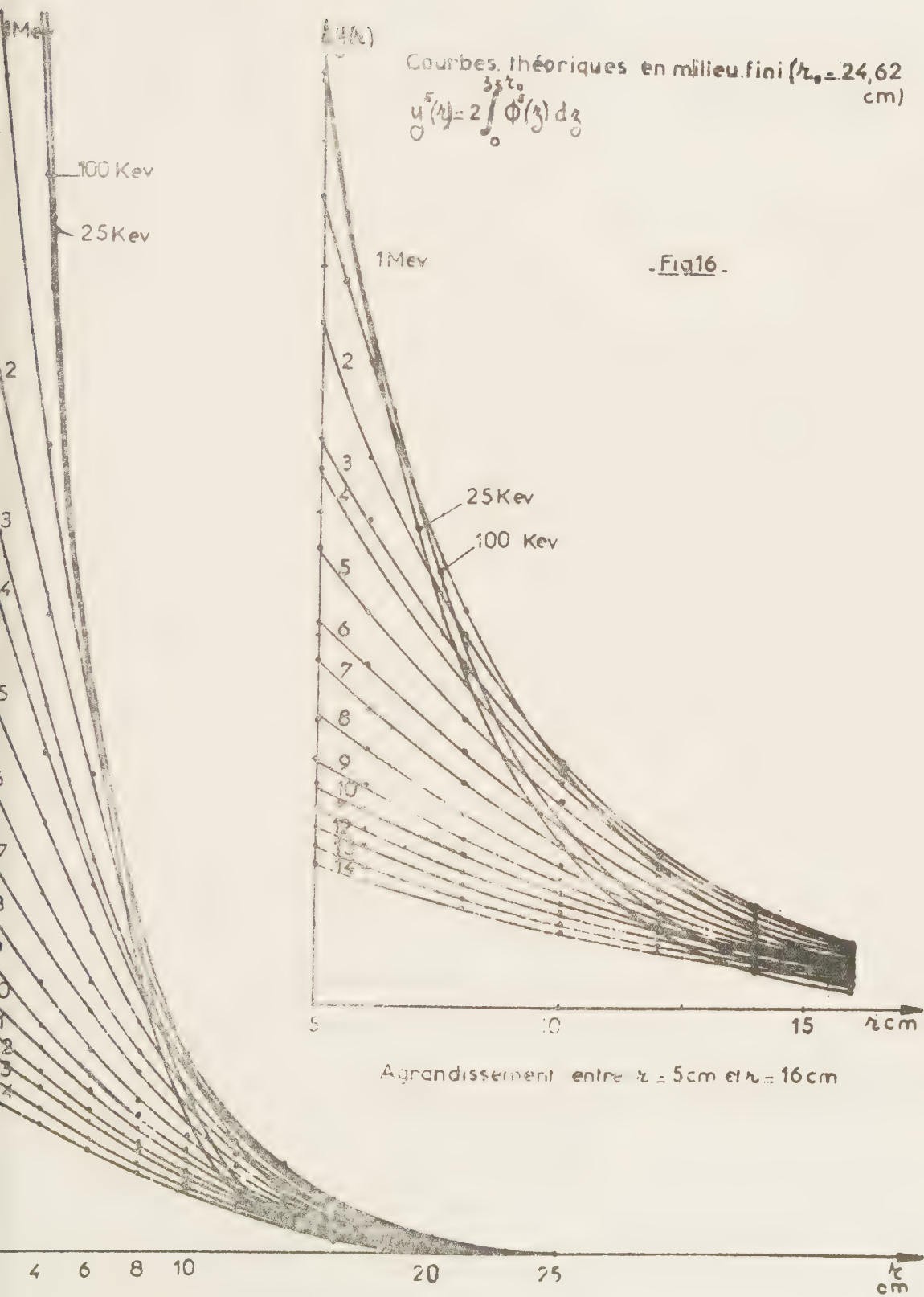
Nous calculons, pour chaque énergie et pour chaque valeur de r (distance entre l'axe du détecteur et l'axe du cylindre ralentisseur), l'intégrale du flux sur une verticale parallèle à l'axe du cylindre ralentisseur),

$$y^E(r) = \int_{z=-20\text{cm}}^{z=+20\text{cm}} \phi^E(z) dz = 2 \int_{z=0}^{z=20\text{cm}} \phi^E(z) dz$$

Le réseau de courbes donnant les variations de $y^E(r)$ est représenté sur la figure 16.

Pour calculer le taux de comptage d'un détecteur au Bore, nous évaluons une section moyenne de ce détecteur de rayon R , en coupant son volume par une série de plans passant par l'axe du cylindre ralentisseur, on obtient ainsi une suite de sections longitudinales rectangulaires la section moyenne ayant pour dimensions $40 \times 4 \text{ cm}^2$.

Le taux de comptage d'un détecteur au Bore est proportionnel au nombre de neutrons par seconde qui traversent cette section moyenne. Pour calculer ce nombre en fonction de la position du détecteur (repérée par sa distance r_1 à l'axe du cylindre) et en fonction de l'énergie, il suffit d'évaluer l'aire $A(E)$ de la courbe $y^E(r)$ limitée par deux verticales d'abscisses $(r_1-2\text{cm})$ et $(r_1+2\text{cm})$.



- Fig 16 -

Nous avons effectué ce calcul pour un détecteur de chaque couronne extérieure et intérieure. En notant e l'indice correspondant à extérieur et "i" pour intérieur :

$$A_e(E) = \int_{r=9}^{r=13} y^E(r) dr \quad \text{et} \quad A_i(E) = \int_{r=5}^{r=9} y^E(r) dr$$

Pour tenir compte de l'absence de milieu ralentisseur dans le volume occupé par les détecteurs de la couronne intérieure, nous avons évalué son efficacité en supposant qu'elle était placée à une distance de l'axe inférieure à la distance réelle, le décalage correspondant à la réduction du volume ralentisseur par suite de la présence des détecteurs de la couronne intérieure. Ainsi, nous calculons $A_e(E)$ en intégrant non pas entre $r=10$ et $r=14$ cm, mais entre $r=9$ et $r=13$ cm, ce qui correspond à un déplacement de 1 cm.

Compte tenu du nombre de détecteurs sur chaque couronne, l'efficacité totale du compteur est proportionnelle à :

$$\epsilon(E) = 4 A_i(E) + 8 A_e(E)$$

Nous avons représenté les variations de $\epsilon(E)$ sur la figure 17 ainsi que la courbe de variation du rapport ρ des efficacités des couronnes extérieure et intérieure qui présente la particularité intéressante de varier de façon monotone croissante en fonction de l'énergie. Cette remarque sera utilisée dans la troisième partie de ce travail. Avec les notations précédentes, le rapport ρ est donné par l'expression :

$$\rho = \frac{2 A_e(E)}{A_i(E)}$$

Nous avons également exploité le réseau des courbes donnant $4\pi r^2 \phi$ en géométrie finie, représenté sur la figure 3. Ce réseau permet de calculer la variation d'efficacité, en fonction de l'énergie, d'un compteur idéal dans lequel le milieu détecteur serait uniformément réparti au sein du milieu ralentisseur. A condition que la longueur de diffusion des neutrons thermiques ne soit pas altérée (cas d'un milieu détecteur très dilué) l'efficacité d'un tel compteur varie comme le nombre de neutrons capturés dans le volume ralentisseur : Σ_a étant la section efficace d'absorption macroscopique du milieu ralentisseur, et $\phi^E(r)$ le flux thermique correspondant à des neutrons primaires d'énergie E, ce nombre est égal à l'intégrale $\Sigma_a \phi^E(r)$ étendue à tout le volume. Il est donc proportionnel à l'aire des courbes de la figure 3 :

$$\epsilon'(E) = \Sigma_a \int_{r=c}^{r=r_0} 4\pi r^2 \phi^E(r) dr$$

Nous avons représenté sur la figure 17 également, la courbe donnant les variations de ϵ' en fonction de l'énergie.

Les courbes représentant les variations de ϵ et ϵ' sont très voisines au-delà de $E = 3$ McV ce qui tend à prouver que, pour des neutrons d'énergie $E > 3$ MeV, la disposition géométrique adoptée pour les détecteurs au Bore est sensiblement équivalente à une répartition uniforme de l'élément détecteur au sein du milieu ralentisseur. Cette remarque explique également que la position des détecteurs soit assez peu critique ce qui est confirmé par les résultats expérimentaux (p. 45-46).

L'étude théorique, développée dans la première partie, nous a permis, en faisant quelques hypothèses simplificatrices, de tracer la courbe de variation de l'efficacité du compteur en fonction de l'énergie ainsi que celle du rapport ρ des efficacités des couronnes de détecteurs intérieure et extérieure (figure 17).

Nous allons maintenant déterminer expérimentalement ces mêmes courbes.

4 - ETUDE EXPERIMENTALE DE LA REPONSE DU COMPTEUR EN FONCTION DE L'ENERGIE

Comme nous ne disposons pas d'une source monocinétique à énergie variable, nous avons utilisé les dispositifs suivants :

- neutrons produits par un accélérateur électrostatique de 150 KeV au moyen des réactions nucléaires ${}^2_1\text{H}({}^2_1\text{H},n){}^3_1\text{He}$ et ${}^2_1\text{H}({}^3_1\text{H},n){}^4_2\text{He}$. Les neutrons produits par ces deux réactions sont monoénergétiques, d'énergies respectives 2,4 MeV et 14 MeV.

- source de photoneutrons SbBe produisant des neutrons de $24,8 \text{ KeV} \pm 2,4 \text{ KeV}$ (31) par réaction (γ, n) .

- source type PoF : cette source présente un spectre énergétique et nous lui avons affecté une énergie égale à l'énergie moyenne calculée d'après le spectre.

- source type PoBe : nous avons procédé de la même manière que pour la précédente pour évaluer l'énergie, la valeur de 5 MeV affectée à cette source est confirmée par

nos premiers résultats expérimentaux : la courbe donnant $4\pi r^2 \phi$ en milieu infini pour la source de PoBe est très voisine de celle qui correspond à une source monoénergétique de 5 MeV (figure 2).

Les sources utilisées et les énergies moyennes correspondantes sont représentées dans le tableau suivant :

SOURCES	ENERGIE MOYENNE
$d(d,n) \text{ } ^3\text{H}_e$	2,4 MeV
$d(T,n) \text{ } ^4\text{He}$	14 MeV
GB Po	0,025 MeV
Po F	1 à 2 MeV
Po Be	5 MeV

Les spectres des sources de PoBe et de PoF ont été déterminés par L.L. Medveczky et Cohran (32) et Hess (33).

La détermination de l'activité de ces sources nécessite divers étalonnages que nous allons examiner.

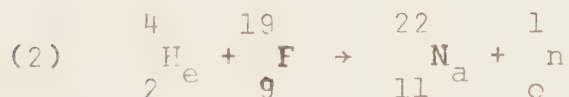
A) Emission neutronique des sources utilisées pour l'étalonnage du compteur.

Les sources produites par l'accélérateur seront examinées, dans la partie consacrée à l'étude expérimentale du compteur.

Pour les autres sources, nous avons procédé par comparaison avec un étalon d'activité connue. La source étalon est une source du type PoF, dont on peut mesurer l'émission neutronique d'une manière absolue avec une très bonne précision.

a) Emission d'une source PoF par coïncidences γ - γ (34)

Dans une source du type PoF, deux rayons gamma d'annihilation sont émis en coïncidence, on a en effet :



Le positron s'annihile en "deux γ " qui sont émis à 180° l'un de l'autre à ~~partir~~ de la source.

On peut relier l'activité gamma $n(t)$ de la source à son activité neutronique $S(t)$ de la manière suivante :

Soit $n(t)$ le nombre de noyaux de sodium présents à l'instant t et soit $S(t)$ l'émission neutronique de la source, les réactions nucléaires (1) (2) (3) nous permettent d'écrire le système d'équations :

$$dn = S(t)dt - \lambda_2 n dt$$

$$\lambda_2 = \frac{0,693}{T_2}$$

$$S(t) = S_0 e^{-\lambda_1 t}$$

$$\lambda_1 = \frac{0,693}{T_1}$$

S_0 étant l'activité neutronique de la source au moment de sa préparation : le temps $t = 0$ est l'instant de fabrication de la source.

Ce système d'équations se résout facilement et l'on trouve :

$$n(t) = \frac{S_0}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) = S_0 \frac{T_1}{T_1 - T_2} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

soit en remplaçant T_1 et T_2 par leurs valeurs numériques :

$$n(t) = S_0 \cdot 0,173 \cdot (e^{-\lambda_2 t} - e^{-\lambda_1 t})$$

on peut donc déduire le nombre de neutrons S_0 , émis par seconde à l'instant initial pour une source donnée, en mesurant son activité γ d'annihilation à l'instant t : $n(t)$.

La formule reliant S_0 et $n(t)$ nécessite seulement la connaissance de l'origine des temps c'est-à-dire la date de fabrication de la source.

L'appareillage utilisé pour mesurer l'activité gamma est représenté sur la figure (18). Dans des conditions de géométrie idéale, on peut écrire :

$$n = \frac{n_1 n_2}{2\Omega n_c}$$

n_1 : taux de comptage sur la voie 1

n_2 : taux de comptage sur la voie 2

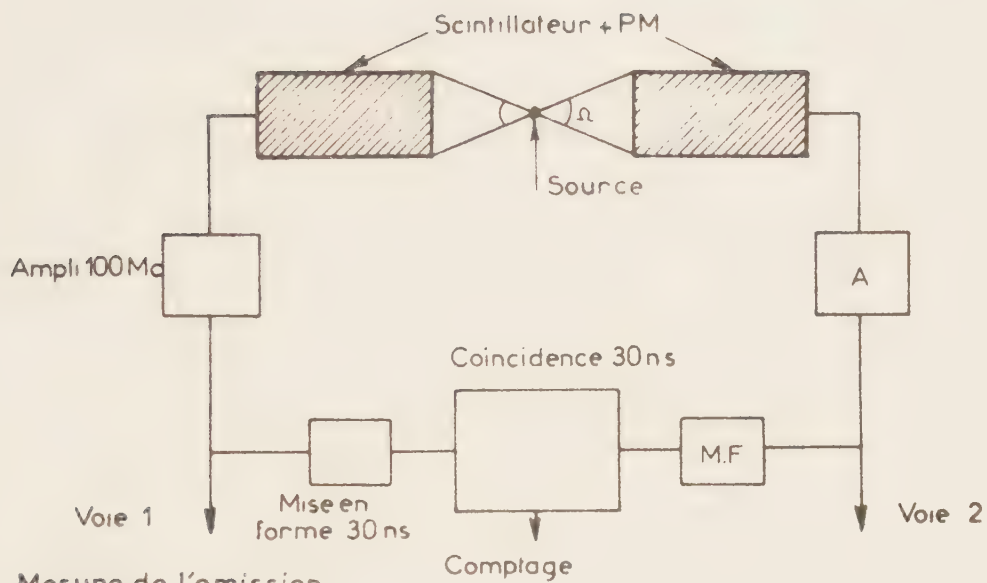
n_c : taux de coïncidences

Ω : angle solide sous lequel la source voit les détecteurs.

L'exploitation de cette formule présente une difficulté : la source de PoF donne lieu à un fond gamma parasite important qui est vraisemblablement dû à l'activation du conteneur de la source sous l'influence de ses propres neutrons (nous avons en particulier reconnu dans le spectre analysé au sélecteur multicanaux la présence de ^{56}Mn qui peut provenir de l'activation de l'acier inoxydable du conteneur). Ce fond parasite perturbe les mesures de n_1 et n_2 , mais pas celle de n_c qui est une donnée intrinsèque de la source.

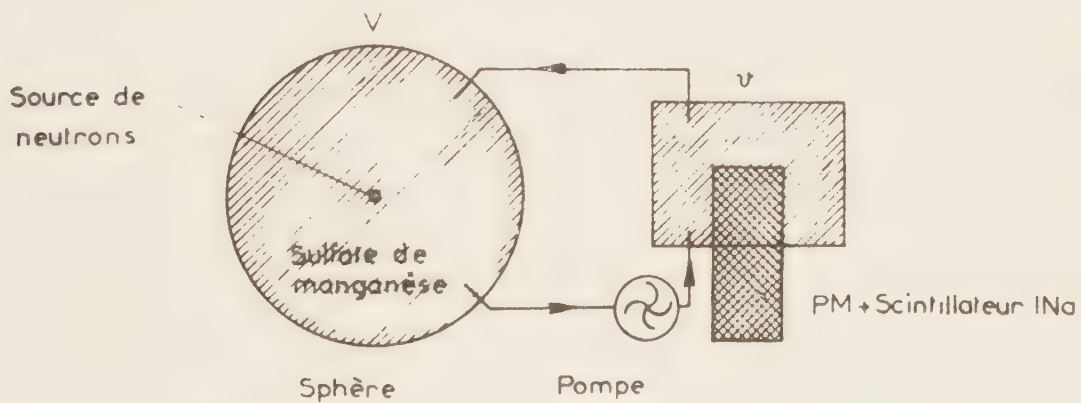
Pour éviter cette difficulté, nous avons commencé par mesurer l'activité d'une source de ^{22}Na pur. Si n_n est l'activité gamma de la source de neutrons, on a :

$$\frac{n_n}{n_p} = \frac{(n_c)_n}{(n_c)_p}$$



Mesure de l'émission
neutronique de la
source de Po F

- Fig18 -



Etalonnage par activation
d'une solution de sulfate
de Manganèse

- Fig19 -

où $(n_c)_n$ représente le nombre de coïncidences de la source de neutrons et $(n_c)_p$ celui de la source de sodium 22. Nous avons obtenus les résultats suivants :

$$(n_c)_n = 0,627 - 0,005 = 0,622 \text{ cps/s.}$$

le nombre de coïncidences fortuites par seconde étant de 0,005. Ce résultat est obtenu par une série de plusieurs mesures de durées différentes, pour en tester la reproductibilité.

$$(n_c)_f = 6 \pm 5 \text{ cps/s.}$$

La mesure précise de n_1 et n_2 avec la source de sodium 22, est faite de la manière suivante : on identifie les impulsions de la première voie qui sont susceptibles de donner une coïncidence en faisant deux mesures : dans la première, on enregistre en précompte le spectre de la voie 1 sur un sélecteur multicanaux dont le déclenchement est obtenu par le signal de coïncidence. Quand 2047 coups sont accumulés sur le pic à 511 kv, on obtient N_1 coups sur l'ensemble du spectre (les rayons gamma de 1,27 MeV n'y figurent pas) : dans la deuxième mesure on enregistre, toujours en précompte, le spectre de la voie 1 mais sans déclenchement extérieur : dans ce cas il faut Δt_1 secondes pour accumuler le même nombre de coups que précédemment (soit 2047) sur le pic à 0,511 MeV. Il faut tenir compte du fond Compton dû aux gamma de 1,27 MeV du sodium 22 puisque l'on veut obtenir un pic à 0,511 MeV de même hauteur que dans la première opération. L'évaluation de cette correction donne, dans notre expérience :

$$\Delta t_1' = \Delta t_1 (1+0,05)$$

une deuxième correction est due au temps mort du sélecteur :

$$\Delta t_1'' = \Delta t_1' / 1,085$$

Finalement, on obtient : $n_1 = \frac{N_1}{\Delta t_1''}$

Les mêmes opérations sont réalisées sur la voie 2.
Finalement on obtient le résultat suivant :

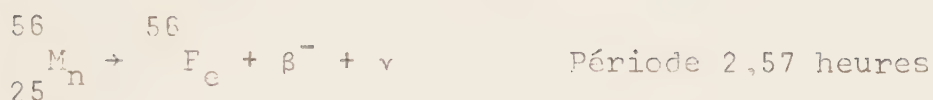
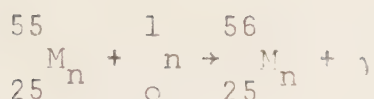
$$S_0 = 4,32.10^4 \text{ n/s à } 2 \% \text{ près.}$$

valeur qui est en bon accord avec celle fournie par le constructeur (Radio. Chemical. Center) :

$$S_0 = 4,31.10^4 \text{ n/s à } 2 \% \text{ près.}$$

b) Etalonnage des sources PoBe, SbPa par activation
d'une solution de sulfate de manganèse {22}.

L'activité de la source PoF étant connue avec précision, on lui a comparé les activités neutroniques des autres sources en utilisant la méthode d'activation d'une solution de sulfate de manganèse qui est la suivante : la source, placée dans un récipient sphérique rempli d'une solution saturée de sulfate de manganèse (figure 19). donne les réactions suivantes :



Une partie du manganèse devient radioactif (β^-) par capture des neutrons et se désintègre avec une période de 2,57 heures. C'est le photon de désexcitation du ${}^{56}\text{Fe}$ qui est compté. Après un intervalle de temps correspondant à 10 périodes environ, on arrive à un équilibre pour lequel le nombre a de photons émis dans l'unité de temps par l'ensemble du bain de manganèse est sensiblement égal au nombre S de neutrons capturés dans le même temps.

On a :

$$a = S \cdot \alpha (1-f)$$

Avec

$$\alpha = \frac{N_{\text{Mn}} \sigma_{\text{Mn}}}{N_{\text{Mn}} \sigma_{\text{Mn}} + N_{\text{H}} \sigma_{\text{H}}} = 86 \% \quad \text{pour une solution saturée à 520 g/l de Mn SO}_4$$

σ étant les sections efficaces et N les concentrations nucléaires.

f fraction de neutrons qui s'échappent de la sphère

α proportion de neutrons activant le manganèse par rapport au nombre total de neutrons capturés.

Il suffit de compter les rayons γ émis par une fraction v/V du volume total compte tenu de l'efficacité moyenne ϵ du

scintillateur placé dans le volume v pour déterminer l'activité de la solution. Ce procédé valable si la fraction v du volume V qui entoure le scintillateur a la même teneur en noyaux de manganèse activé, exige de faire circuler en permanence la solution avec un débit élevé (l'ensemble du volume V transite entièrement dans l'élément v en 5 minutes). Le taux de comptage utile est alors égal à :

$$n = S \cdot \epsilon \cdot \frac{v}{V} \cdot \alpha(1-f)$$

soit dans notre cas $n \sim 10^{-3}S$ ce qui permet d'étalonner des sources de très faible activité (de l'ordre de 10^3 n/s), la sensibilité étant due à l'augmentation de v et ϵ et à la diminution de V :

$$\epsilon = 10^{-2} \text{ pour le pic à } 0,845 \text{ MeV}$$

$$v = 7 \text{ dm}^3$$

$$V = 73 \text{ dm}^3$$

Nous utilisons un scintillateur I M_a de 3 pouces x 3 pouces dont les caractéristiques sont les suivantes : Montage Intégral Line Harshaw, résolution 7,3 % sur le pic photoélectrique du césium. Ce scintillateur est couplé à un photomultiplicateur dont les impulsions sont analysées par un sélecteur multicanaux.

Pour évaluer le coefficient f relatif à la source de PoBe, on utilise la courbe 3, figure 6, en cherchant la valeur correspondant au rayon de la sphère ($R=28$ cm), on trouve $f = 12$ %.

On peut également mesurer directement f de la manière suivante : un compteur type Mac Kiblen {20} étant placé à un mètre de la source on mesure les taux de comptage respectifs la source étant nue ou placée au centre de la sphère. Le rapport donne la valeur de f avec une précision relative de l'ordre de 10 % ce qui est suffisant puisque f est un terme correctif. Nous avons trouvé une valeur de f égale à 12 % pour la source PoBe et 5 % pour la source PoF (f est négligeable pour la source SbBe étant donnée la faible énergie des neutrons produits).

Deux séries de mesures ont été effectuées à trois mois d'intervalle. Elles nous ont donné des résultats reproductibles à 0,5 % près :

Source de PoF : Total sous le pic du manganèse activé
(comptage de 1h, bruit de fond déduit) :
45811 coups
Pourcentage de fuites : $f = 5 \% \pm 1 \%$
Valeur de la source exp. N°1 : $2,410^4$ n/s

Source PoBe N°1 : Total sous le pic du manganèse activé
(mêmes conditions que précédemment) :
241.699 coups
Pourcentage de fuites : $f = 13 \% \pm 1 \%$
Valeur de la source exp. N°2 : $1,3710^5$ n/s

Source PoBe N°2 : Total sous le pic du manganèse activé (mêmes conditions que précédemment) : 80334 coups
Pourcentage de fuites : $f = 15 \% \pm 1 \%$
Valeur de la source exp. N°3 : $4,6310^4$ n/s

Source SbBe : Total sous le pic du manganèse activé
(mêmes conditions que précédemment) :
216.788 coups
Pourcentage de fuites négligeable
Valeur de la source exp. N°4 : $1,27.10^5$ n/s

c) Etalonnage par intégration graphique du flux

Pour disposer d'un contrôle supplémentaire, nous avons exploité les résultats de l'expérience en géométrie infinie pour en déduire par deux méthodes différentes l'activité de la source PoBe N°1 et comparer la valeur obtenue à celle donnée par la méthode d'activation au manganèse $S = 8,78.10^4$ n/s (le 19 Juillet 1965).

Nous avons déjà signalé la première méthode à la page 34: le calcul du coefficient de normation entre les courbes théorique et expérimentale relatives à $4\pi r^2 \phi$ pour la source de PoBe, donne directement la valeur de l'activité soit $S = 6,89.10^6$ ex., N°2.

La deuxième méthode est purement expérimentale et donne la valeur de S par intégration graphique de la courbe $4\pi r^2 n$ de la figure 5. En effet : la densité de ralentissement $q(r)$ au niveau thermique représente le nombre de neutrons qui franchissent le niveau thermique au point M(r). Comme le nombre de neutrons capturés en cours de ralentissement est négligeable, on peut écrire que le nombre total de neutrons qui franchissent le niveau thermique dans tout le volume d'eau entourant la source est égal à son activité, soit :

$$\int_0^{\infty} 4 \pi r^2 q(r) dr = S \quad (1)$$

D'autre part, en appelant $N(r)$ la densité des neutrons thermiques, $\phi(r)$ leur flux, τ leur temps de vie ($\tau = 2,10.10^{-4}$ s), v leur vitesse ($v = 2,20.10^5$ cm/s) en notant $n(r)$ le taux de comptage du détecteur LCT 0,1 NE 3/1 dont nous avons calculé l'efficacité exacte par rapport au flux non perturbé, soit : $\epsilon = 0,089$ cps/n/cm²/s, on peut écrire successivement:

$$\int_0^{\infty} 4 \pi r^2 N(r) = \tau \int_0^{\infty} 4 \pi r^2 q(r) dr = \tau \cdot S$$

$$\phi(r) = v \cdot N(r)$$

$$n(r) = \epsilon \phi(r)$$

$$\int_0^{\infty} 4 \pi r^2 n(r) \cdot dr = \epsilon \cdot v \cdot \tau \cdot S$$

soit

$$\int_0^{\infty} 4 \pi r^2 n(r) \cdot dr = 4,11 \cdot S \cdot \text{cps/s dans tout le volume.}$$

On trouve ainsi $S = 8,6.10^4$ n/s en bon accord avec les résultats précédents.

B) Etude du compteur avec les différentes sources

a) Source de neutrons de 14 MeV

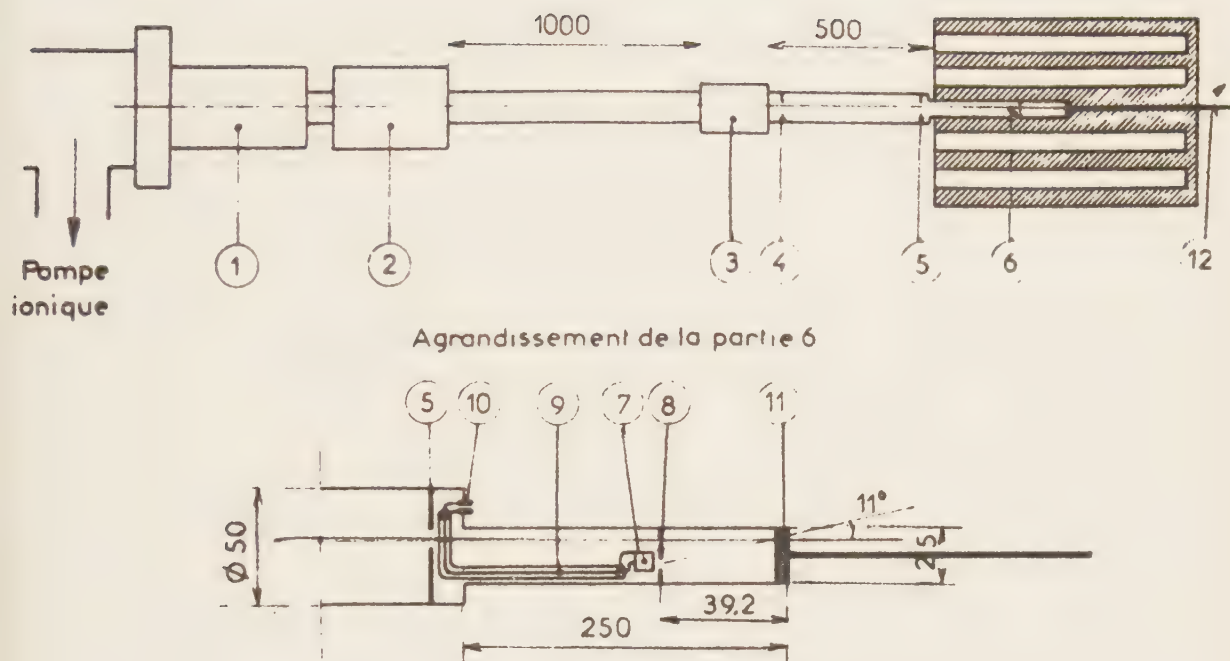
Nous utilisons un accélérateur électrostatique de 150 KeV pour accélérer un faisceau de deuteron qui vient frapper une cible tritiée. La réaction ${}^3_1\text{H}(\text{d},\text{n}){}^4_2\text{He}$ permet de dénombrer les neutrons formés par comptage de la particule associée au moyen d'un détecteur à jonction. On peut donc comparer les nombres de neutrons créés sur la cible et détectés dans le compteur.

Dispositif expérimental (figure 20)

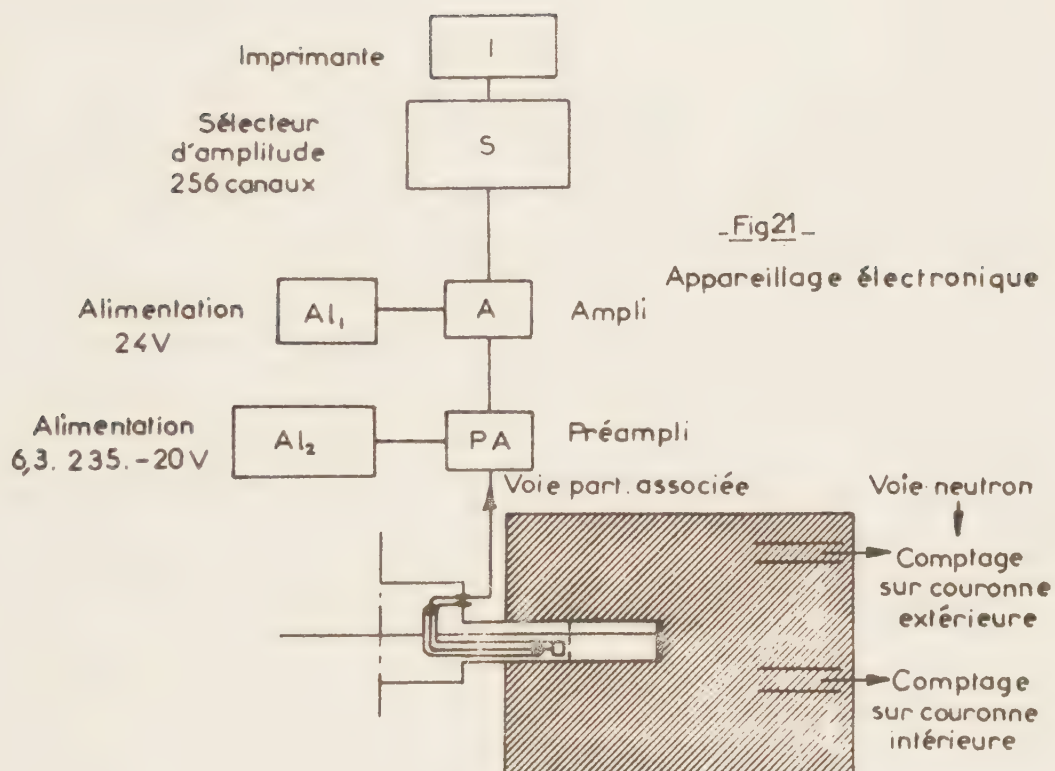
Le faisceau de deuteron est limité par deux diaphragmes en tantale de 2 mm et 3 mm d'ouverture placés respectivement à 75 cm et à 25 cm de la cible. Celle-ci est constituée par un disque de cuivre de 20 mm de diamètre sur lequel est déposée (par évaporation sous vide) une couche de titane qui fixe le tritium. Elle est montée au bout d'un tube de 25 mm de diamètre qui contient également le détecteur à jonction. L'axe de ce tube est excentré par rapport à l'axe du faisceau d'une distance de 6 mm pour protéger la diode du faisceau de deuteron. Nous avons réduit au maximum les dimensions de l'ensemble cible, jonction, pour pouvoir l'introduire dans le compteur sans perturber notablement le flux thermique.

L'appareillage électronique représenté figure {21} comprend, pour le comptage de la particule associée, le détecteur à jonction (type BPY 22 de la "Radiotechnique")

- Fig20 -



- ① Lentille quadripolaire
- ② Système de centrage
- ③ Quartz rabattable
- ④ Diaphragme en tantale - ouverture 2mm
- ⑤ Diaphragme en tantale - ouverture 3mm
- ⑥ Ensemble "porte cible" - "porte jonction"
- ⑦ Diode détectrice
- ⑧ Diaphragme perce de deux trous : pour le passage du faisceau Ø 3mm
devant la diode Ø 2mm
- ⑨ Cable coaxial 50Ω
- ⑩ Passages électriques étanches
- ⑪ Cible
- ⑫ Tige de commande de la rotation de la cible



-Fig21-

qui est relié à un préamplificateur sensible à la charge, (35) un amplificateur linéaire à faible bruit, dont le gain peut varier entre 100 et 2500, permet d'amener les impulsions au sélecteur multicanaux. L'appareillage électronique utilisé pour le compteur a été décrit précédemment (figure 8).

Résultats

Une série de mesures a été réalisée pour différentes valeurs du courant-cible variant entre 1 et 2,5 μ A. Nous avons évalué pour chaque mesure le rapport des taux de comptage des particules associées et du compteur. En tenant compte des corrections dues aux neutrons parasites fournis par réaction (d,d) sur les diaphragmes (de l'ordre de 1 %) et de celles provenant de l'anisotropie de la réaction ($\sim 1\%$), nous obtenons une série de valeurs cohérentes qui donnent une efficacité totale égale à 10,4 % et un rapport des taux de comptage de la couronne extérieure et de la couronne intérieure égal à 1,19.

b) Source de neutrons de 2.4 MeV

Nous utilisons le même dispositif expérimental (figure 20) pour accélérer un faisceau de deutérons qui vient frapper une cible deutérée. Cette cible, analogue à la précédente, est constituée par un disque de cuivre de 2 cm de diamètre mais elle n'est recouverte de deutérium (fixé sur une couche de titane évaporé sous vide) que sur une moitié de sa surface. Elle peut tourner autour de son axe pour présenter au faisceau de deutérons soit la partie deutérée, soit la surface de cuivre.

Deux réactions nucléaires se produisent sur la cible :

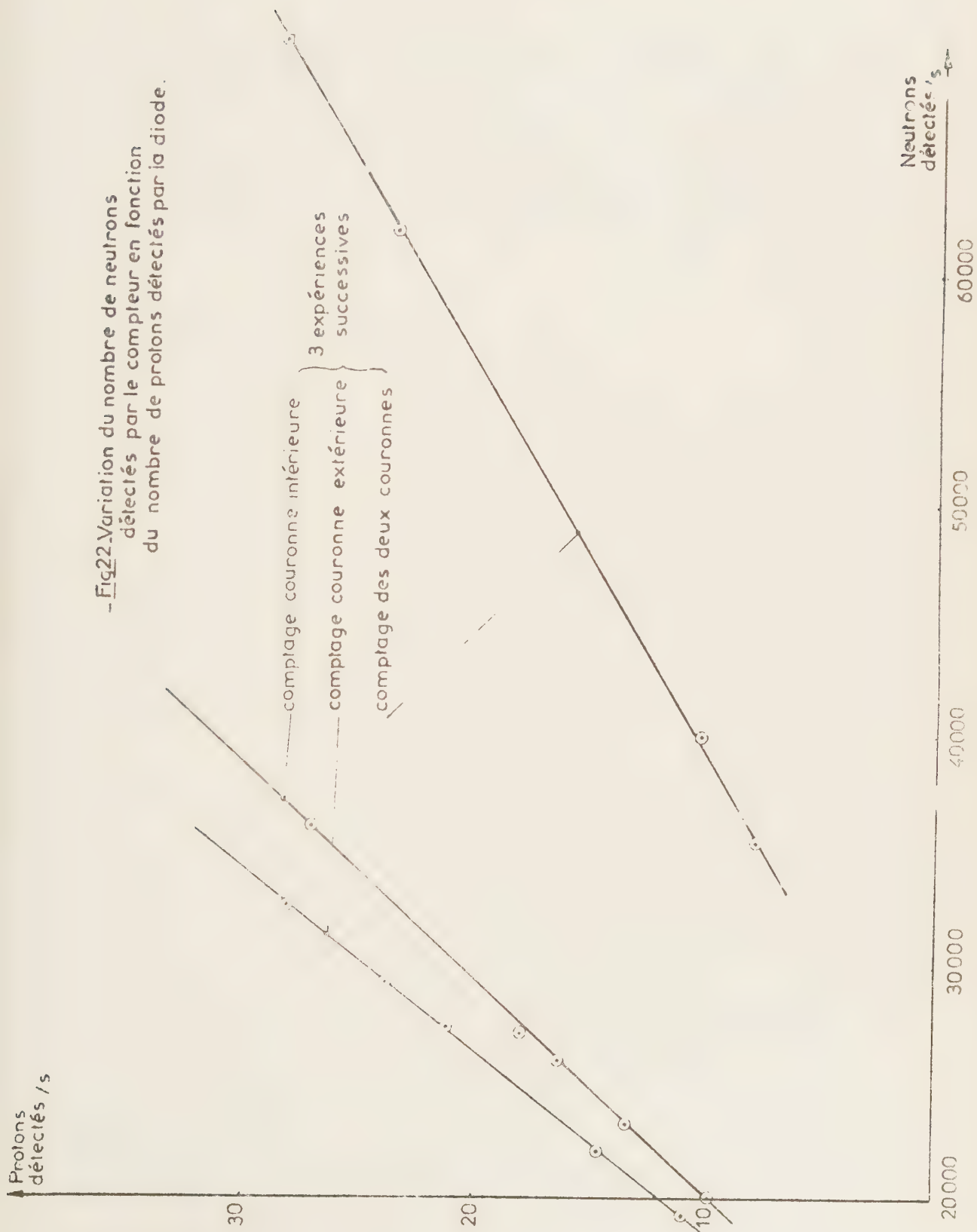


La première donne des neutrons dont l'énergie est égale à 2,4 MeV et un noyau d'hélium 3 de 0,811 MeV. La deuxième produit un proton de 3,06 MeV et un triton de 1,02 MeV.

Nous avons réalisé une série de mesures en maintenant constant le courant d'ions (200 μA) et en notant l'évolution, au cours du temps, du nombre de protons et de neutrons formés. Pour des raisons pratiques nous avons compté les protons et non les noyaux d'hélium associés aux neutrons car la zone morte présentée par notre détecteur à jonction nous permettait difficilement de séparer du bruit de fond le pic correspondant aux ${}^3_2\text{He}$ de façon reproductible. Nous en avons déduit le nombre de neutrons en utilisant les résultats de la bibliographie liant les nombres de protons et de neutrons (36) pour une énergie de 150 KeV et un angle de 169° (laboratoire). Ces calculs tiennent compte du changement de référentiel et de l'anisotropie de la réaction et indiquent qu'il y a 6 220 neutrons produits sur la cible pour un proton détecté sur la jonction.

Sur la figure 22 sont représentées les droites expérimentales donnant le nombre de protons comptés par la jonction en fonction du nombre de neutrons détectés par le compteur. Les points correspondants à des taux de comptage faibles sont obtenus en présentant au faisceau de deutérons la partie de la cible qui n'est pas recouverte de deutérium.

-Fig22.Variation du nombre de neutrons
détectés par le compteur en fonction
du nombre de protons détectés par la diode.



Cette méthode permet de faire abstraction du fond de neutrons parasites formé par réaction (d,d) sur les diaphragmes (20.000 cps) en évaluant la pente de la droite. Les résultats de ces différentes mesures, compte tenu de toutes les corrections, nous donnent une efficacité totale égale à 27,5 % et un rapport de comptage $\frac{n_e}{n_i} = 0,89$.

c) Autres sources

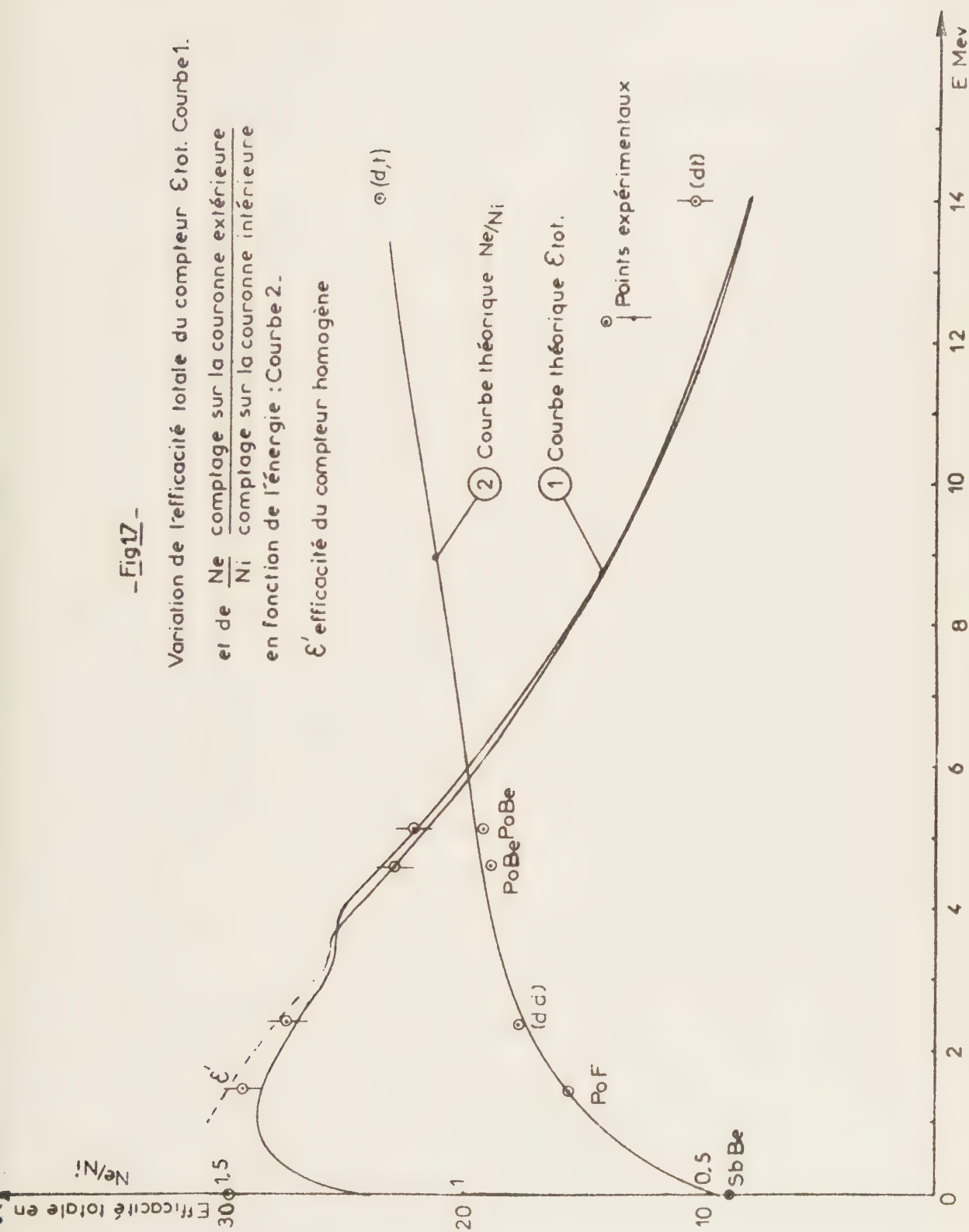
Pour les sources polonium-beryllium et polonium-fluor, les expériences ne présentent pas de difficultés particulières et les résultats sont consignés dans le tableau suivant.

La source SbBe nous a donné quelques difficultés en raison de sa haute activité neutronique et gamma. Nous avons effectué deux séries de mesures, et seul le rapport $\frac{n_{ext}}{n_{int}}$ a donné des résultats identiques. Pour l'efficacité totale, nous avons retenu les résultats de la dernière expérience dans laquelle l'activité de la source est plus faible.

Source	Energie moyenne	Efficacité totale		Rapport des : couronne ext comptages : couronne int	
		exp.	théo.	exp.	théo.
Source SbBe	24 KeV	32,0 %	25,0 %	0,44	0,47
Source PoF	1 à 2 MeV	29,4 %	28,6 %	0,780	0,78
Réaction DD	2,4 MeV	27,6 %	27,2 %	0,89 ± 0,02	0,87
Source PoBe	5 MeV	23,0 %	23,5 %	0,947	0,96
Source PoBe	5 MeV	22,2 %	22,0 %	0,962	0,975
Réaction DT	14 MeV	10,4 %	8,5 %	1,19 ± 0,02	1,17

- Fig 17 -

Variation de l'efficacité totale du compteur ϵ_{tot} . Courbe 1.
 et de $\frac{Ne}{Ni}$ comptage sur la couronne extérieure
 en fonction de l'énergie : Courbe 2.
 ϵ' efficacité du compteur homogène



Ces résultats sont portés sur la figure 17 qui comporte également les courbes théoriques.

CONCLUSION

L'ensemble des résultats théoriques et expérimentaux nous a permis de donner un tracé assez précis des courbes d'étalonnage du compteur en fonction de l'énergie. On a représenté la variation de l'efficacité totale en fonction de l'énergie (courbe 1 figure 17) et le rapport des taux de comptage des couronnes intérieure et extérieure (courbe 2 figure 17). La courbe 1 montre clairement que le compteur a une efficacité qui varie entre 10 et 30 % dans la bande d'énergie 1-14 MeV, contenant la plupart des spectres énergétiques des sources usuelles. Nous allons examiner dans quelles conditions la courbe donnant le rapport $\frac{n_{int}}{n_{ext}}$ peut-être utilisée pour déterminer une valeur approximative de l'énergie du rayonnement d'une source quelconque qui corresponde à l'efficacité réelle.

III^e P A R T I E

1 - CAS D'UNE SOURCE MONOENERGETIQUE

La détermination de l'émission neutronique d'une source monoénergétique d'énergie inconnue, peut-être faite en mesurant le rapport des taux de comptages des couronnes extérieure et intérieure, et en reportant la valeur correspondante sur la courbe 2 de la figure 17 ; on détermine ainsi l'énergie et la courbe 1 donne l'efficacité du compteur. Cette mesure ne présente pas d'ambiguïté puisque la courbe 2 figure 17 est monotone croissante.

2 - CAS D'UNE SOURCE QUELCONQUE

Nous allons examiner dans quelles conditions, on peut généraliser cette méthode pour l'étude d'une source présentant un spectre énergétique quelconque.

Considérons une source d'activité totale 1 n/s présentant un spectre énergétique continu, limité par les énergies E_1 et E_2 quelconques (on peut avoir par exemple $E_1 = 0$, $E_2 = \infty$). Soit $n(E)dE$ le nombre de neutrons dont l'énergie est comprise entre E et $E+dE$.

Nous avons :
$$\int_{E_1}^{E_2} n(E) dE = 1 \quad (1)$$

Soient ϵ_{ext} et ϵ_{int} les efficacités des couronnes extérieure et intérieure. Les variations de ces efficacités en fonction de l'énergie sont représentées sur la figure 23.

Les courbes de variation de l'efficacité totale et du rapport ρ , sont équivalentes aux courbes de variations ϵ_{ext} et ϵ_{int} . Ce sont ces dernières que nous allons utiliser.

Supposons que la source envisagée donne n_{ext} coups sur la couronne extérieure et n_{int} coups sur la couronne intérieure. A ces taux de comptages correspondent les efficacités $\epsilon_1 \text{ ext}$ et $\epsilon_2 \text{ int}$, valeurs particulières de ϵ_{ext} et ϵ_{int} , qui caractérisent la source et le compteur.

$\epsilon_1 \text{ ext}$ et $\epsilon_2 \text{ int}$ sont définies par les relations :

$$n_{\text{ext}} = \epsilon_1 \text{ ext} \int_{E_1}^{E_2} n(E) dE = \epsilon_1 \text{ ext} \quad (2)$$

$$n_{\text{int}} = \epsilon_2 \text{ int} \int_{E_1}^{E_2} n(E) dE = \epsilon_2 \text{ int} \quad (3)$$

D'autre part :

$$n_{\text{ext}} = \epsilon_1 \text{ ext} = \int_{E_1}^{E_2} \epsilon_{\text{ext}}(E) n(E) dE \quad (4)$$

$$n_{\text{int}} = \epsilon_2 \text{ int} = \int_{E_1}^{E_2} \epsilon_{\text{int}}(E) n(E) dE \quad (5)$$

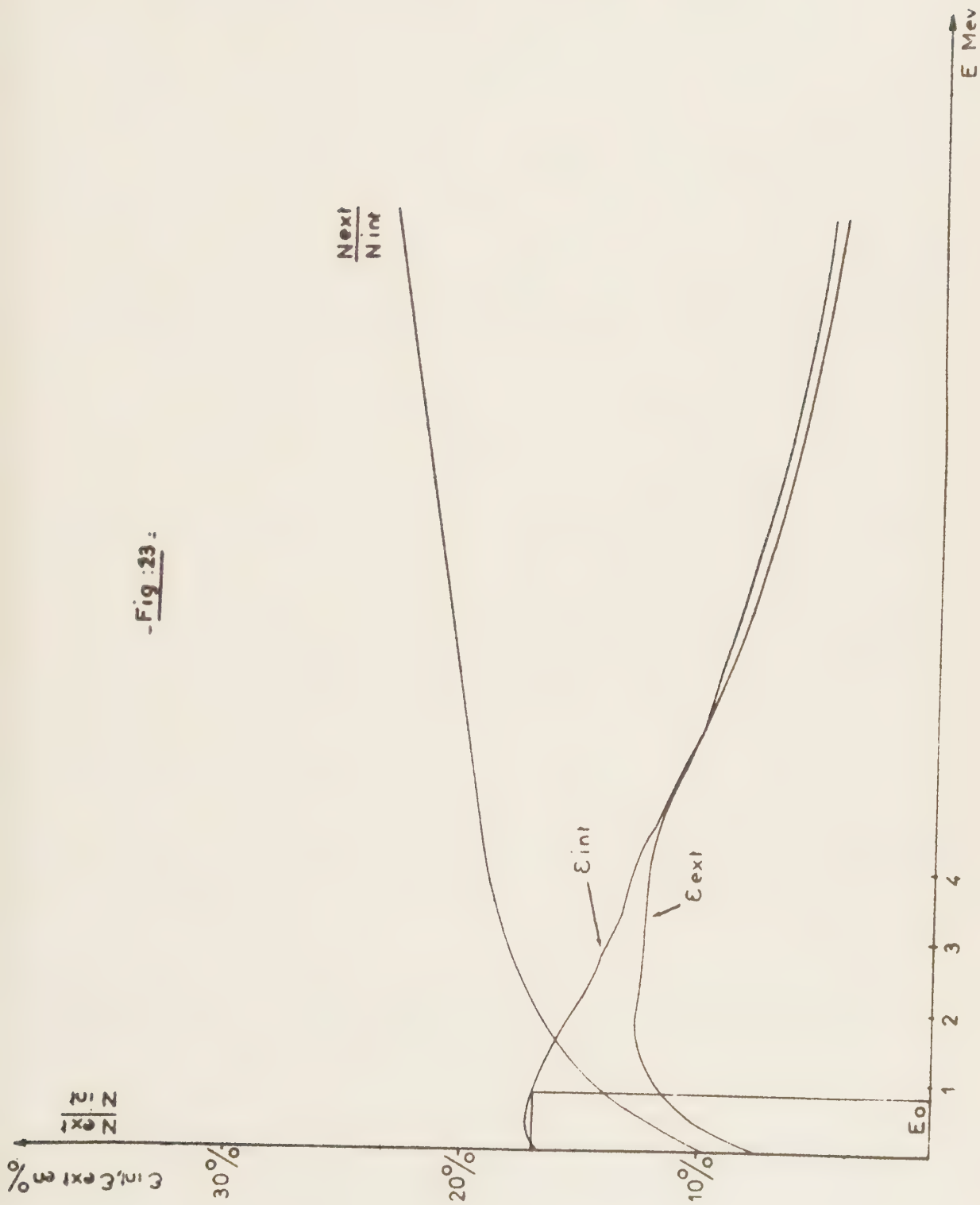
La valeur particulière de l'efficacité $\epsilon_1 \text{ ext}$ définit par son abscisse sur la courbe des variations de $\epsilon_{\text{ext}}(E)$ une énergie E_{ext} . De même $\epsilon_2 \text{ int}$ définit une énergie E_{int} .

Dans le cas général, si les lois de variation des efficacités des couronnes intérieure et extérieure sont quelconques, E_{ext} est différente de E_{int} . Nous allons chercher la loi qui doit relier les efficacités $\epsilon_{\text{ext}}(E)$ et $\epsilon_{\text{int}}(E)$ pour que $E_{\text{int}} = E_{\text{ext}} = E_0$. Cette énergie E_0 dépend de la source et du compteur, elle n'a donc pas de signification physique. Nous verrons plus loin que dans certaines conditions elle dépend uniquement de la source.

Etant donnée la forme des courbes ϵ_{ext} et ϵ_{int} dans le cas de notre compteur, les valeurs particulières $\epsilon_1 \text{ ext}$ et $\epsilon_2 \text{ int}$ peuvent définir dans chaque cas deux énergies soit $E_{\text{ext} 1}$, $E'_{\text{ext} 1}$ et $E_{\text{int} 2}$, $E'_{\text{int} 2}$. Cependant, seules deux énergies parmi les quatre valeurs ainsi définies peuvent être égales, puisque le rapport $\rho = \frac{\epsilon_{\text{ext}}(E)}{\epsilon_{\text{int}}(E)}$ est une fonction monotone croissante. La figure 23 montre qu'il n'y a pas d'ambiguïté. Nous aurons par exemple $E_{\text{ext}+1} = E_{\text{int}+1} = E_0$, c'est sur ce couple de valeurs que nous allons raisonner.

Les relations (4) et (5), compte tenu du fait que $E_{\text{int}} = E_{\text{ext}} = E_0$, donnent :

-Fig. 23:-



$$\epsilon_1 \text{ ext} = \epsilon_{\text{ext}}(E_0) = \int_{E_1}^{E_2} \epsilon_{\text{ext}}(E) n(E) dE \quad (6)$$

$$\epsilon_2 \text{ int} = \epsilon_{\text{int}}(E_0) = \int_{E_1}^{E_2} \epsilon_{\text{int}}(E) n(E) dE \quad (7)$$

La comptabilité de ce système implique une relation fonctionnelle entre $\epsilon_{\text{ext}}(E)$ et $\epsilon_{\text{int}}(E)$. Choisissons cette relation sous forme d'un développement en polynômes :

$$\epsilon_{\text{ext}}(E) = \sum_{j=0}^{\infty} A_j \epsilon_{\text{int}}(E)^j$$

reportons dans (6) :

$$\sum_{j=0}^{\infty} A_j [\epsilon_{\text{int}}(E_0)]^j = \int_{E_1}^{E_2} \sum_{j=0}^{\infty} A_j [\epsilon_{\text{int}}(E)]^j n(E) dE$$

en tenant compte de (7) :

$$\sum_{j=0}^{\infty} A_j \left[\int_{E_1}^{E_2} \epsilon_{\text{int}}(E) n(E) dE \right]^j = \int_{E_1}^{E_2} \sum_{j=0}^{\infty} A_j [\epsilon_{\text{int}}(E)]^j n(E) dE \quad (9)$$

$n(E)$ étant une fonction continue, les intégrales sont définies comme des limites de sommes :

$$\int_{E_1}^{E_2} \epsilon_{\text{int}}(E) n(E) dE = \lim_{\max |E_i - E_{i-1}| \rightarrow 0} \sum_{i=1}^n (E_i - E_{i-1}) \epsilon_{\text{int}}(\xi_i) n(\xi_i)$$

ξ_i étant une valeur quelconque de l'énergie comprise entre E_i et E_{i+1} .

La relation (9) s'écrit alors :

$$\sum_{j=0}^{\infty} A_j \left[\sum_{i=1}^n (E_i - E_{i-1}) \epsilon_{int}(\xi_i) n(\xi_i) \right]^j = \sum_{j=0}^{\infty} A_j \sum_{i=1}^n (E_i - E_{i-1}) \left[\epsilon_{int}(\xi_i) \right]^j n(\xi_i)$$

Le système est compatible si $A_j = 0$ sauf pour $j = 1, 0$.
La relation cherchée s'écrit donc :

$$\epsilon_{ext}(E) = A_0 + A_1 \epsilon_{int}(E)$$

En conclusion, dans le cas d'une source dont le spectre est une fonction continue de l'énergie, puisque l'efficacité totale correspondant à l'énergie déterminée à partir de la mesure du rapport n_{ext}/n_{int} soit l'efficacité réelle, il faut qu'il existe une relation linéaire entre les efficacités des couronnes intérieure et extérieure. Notre compteur vérifie la relation (6) à partir de 4 MeV comme l'indique la figure (24). Dans le cas d'un spectre discontinu, on montre facilement que ce résultat est encore valable.

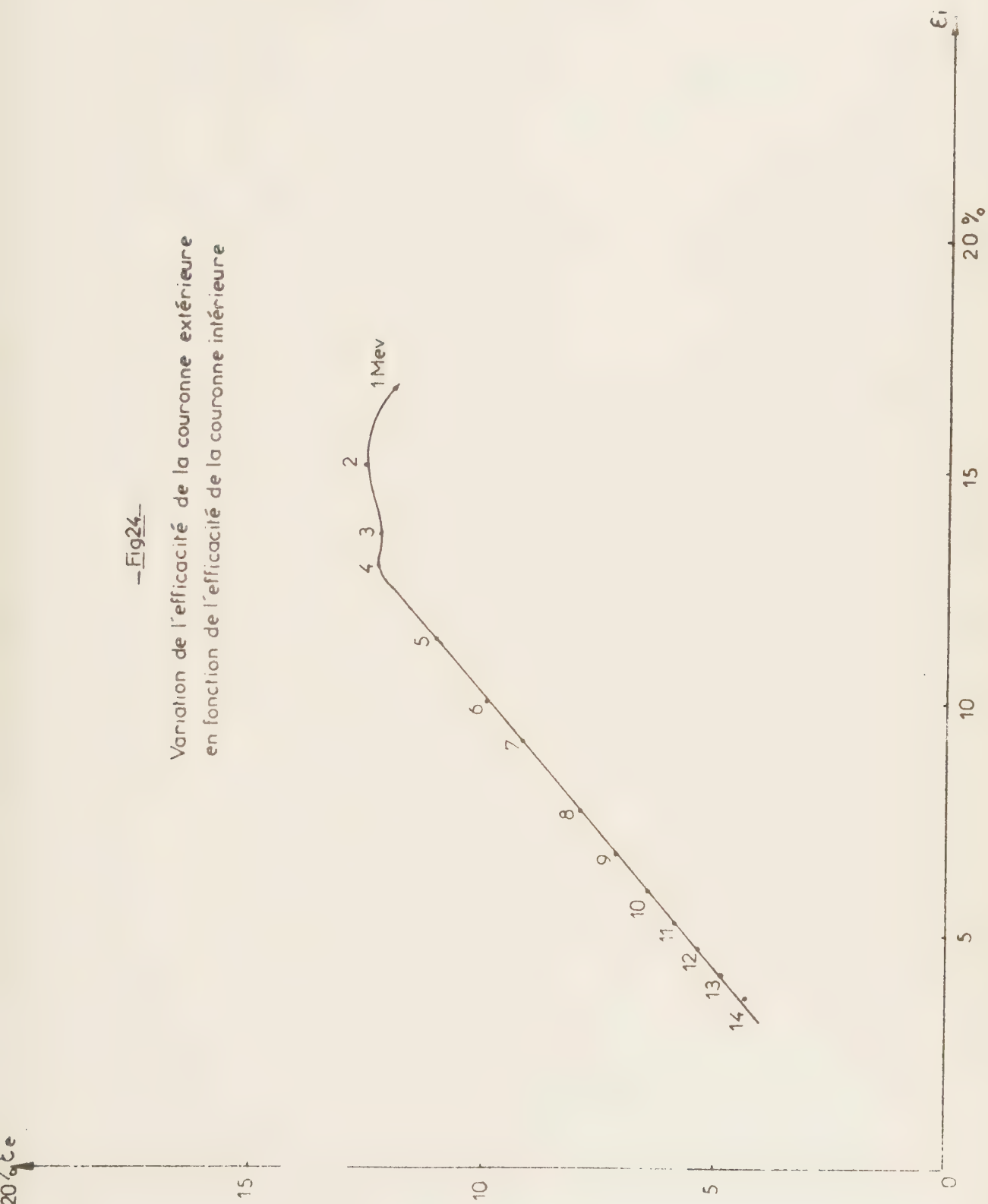
Dans le cas particulier où les efficacités de chaque couronne varieraient linéairement en fonction de l'énergie soit :

$$\epsilon_{int}(E) = a E + b \quad \text{compte tenu de (10) :}$$

$$\epsilon_{ext}(E) = A_0 + A_1 (aE + b)$$

— Fig 24 —

Variation de l'efficacité de la couronne extérieure
en fonction de l'efficacité de la couronne intérieure



La relation (7) donne :

$$\epsilon_{2int} = a E_0 + b = \int_{E_1}^{E_2} (a E + b) n(E) dE$$

d'où l'on déduit :

$$E_0 = \int_{E_1}^{E_2} E n(E) dE \quad \text{qui représente l'énergie moyenne}$$

de la source. L'énergie E_0 a donc ce cas particulier une signification physique simple, elle dépend de la source uniquement. On montre facilement, qu'il en est de même si l'efficacité est un monôme dépendant de E :

$$\epsilon_{int}(E) = a_n E^n \quad n \in (0, 1, \dots, p)$$

dans ce cas E_0 représente la racine $n^{\text{ème}}$ de la moyenne d'ordre n de l'énergie de la source.

CONCLUSION

Ce travail avait pour objectif la réalisation d'un compteur de neutrons à efficacité élevée et connue, en fonction de l'énergie des particules à détecter. Sa réalisation a nécessité une étude théorique de la thermalisation d'un flux de neutrons rapides en milieu hydrogéné. Plusieurs expériences ont été réalisées pour déterminer la répartition des détecteurs et la géométrie du compteur, et pour mesurer l'émission neutronique de différentes sources. Les résultats théoriques, confirmés par l'expérience, ont permis de tracer la courbe de réponse du compteur en fonction de l'énergie des neutrons émis par la source. L'efficacité varie entre 30 % et 10 % pour des énergies comprises entre 1 MeV et 14 MeV.

Il était nécessaire, pour définir la réponse en énergie du compteur, d'introduire une courbe caractéristique de l'énergie des neutrons de la source étudiée. Nous avons tenté de résoudre ce problème en disposant les détecteurs au Bore suivant deux couronnes dont le rapport des efficacités est une fonction monotone croissante de l'énergie. Ce rapport définit sans ambiguïté la valeur de l'énergie d'une source monoénergétique et partant l'efficacité totale du compteur. Lorsque la source présente un spectre énergétique quelconque, un calcul simple montre que le procédé n'est valable que si la source n'émet pas de neutrons d'énergie inférieure à 4 MeV. Si on propose de déterminer la valeur de l'émission neutronique d'une source dont le spectre énergétique est inconnu, on place

celle-ci au centre du compteur et une seule mesure donne les taux de comptage de chaque couronne de détecteurs. Le rapport de ces taux de comptage, reporté sur la courbe 2 figure 17, définit une énergie E_0 qui, par son ordonnée sur la courbe 1 figure 17, donne l'efficacité totale du compteur donc, la valeur de l'émission neutronique de la source. Pour vérifier la validité de ce procédé, il suffit de calculer les efficacités respectives des couronnes intérieure et extérieure à partir de la mesure expérimentale et de reporter les valeurs trouvées sur les courbes ϵ_{int} et ϵ_{ext} figure 23 : la détermination de l'émission neutronique de la source n'est effectivement valable, que si ces deux valeurs correspondent à une même énergie E_0 .

La poursuite de ce travail, à partir des expressions théoriques du flux thermique en milieu fini, permettrait, en utilisant un ordinateur, de déterminer une disposition des couronnes de détecteurs telle que les efficacités soient liées par une relation linéaire. Les résultats du calcul pourraient également impliquer une disposition tout à fait différente de celle qui consiste à répartir les détecteurs selon deux couronnes.

Un tel compteur permettrait de mesurer sans ambiguïté, l'émission neutronique de sources présentant un spectre énergétique quelconque entre 0 et 14 MeV et il aurait de nombreuses applications en neutronique.

- B I B L I O G R A F I E -

1. BECKHUIS K.H. K. WITTE
Neutron Physics - Springer Verlag
2. MARSHAK P.E.
The slowing down of neutrons - Rev. of Mod. Phys. 19 185 (1947)
3. VERDE M. G.L. WICK
Phys. Rev. 71 352 (1947)
4. KOFINK W.
O.E.M.L. 2234 2358 (1957)
5. GOLDSTEIN H.
Fundamental aspects of reactor shielding
6. CARLSON B.G.
L.A. 1931 (1955)
7. WICK G.C.
Z. Physik 121 702 (1943)
8. FERMI E.
(Ed. J.G. Beckerly) A.E.C.L. 2664 (1951)
9. FLUGGE S.
Phys. Z 44 493 (1943)
10. WALLACE P.R. and J. LE CAINE
A.E.C.L. 336 (1943)
11. HURWITZ H. and P.F. ZWEIFEL
J. of Appl. Phys. 26 923 (1955)

12. SIMON A.
O.R.N.L. 2098 (1956)
13. BETHE H.A. L. TONKS and H. HURWITZ
Phys. Rev. 80 11 (1950)
14. EHFELICH F. and H. HURWITZ
Nucleonics 12 N°2 23 (1954)
15. MANDL M.F. and J. HOWLETT
Geneva 1955 P/430 Vol. 5 n. 433
16. SPENCER and FANO
Phys. Rev. 81 864 (1951)
17. FEPPI E.
Ricerca Scient. 7 (2) 13 1936
18. MARSHAK R.E.
Montreal Report 17
19. LE BAPS M. et A. PICOT
Rapport interne
20. HANSON A.C. J.L. MAC KIBLEN
Phys. Rev. 72 673 (1947)
21. ROSSI et STAUPE
'Ionisation chambers and counters' Natl. Nuclear Energy
Ser. Div. V 2 (1949)
22. HANNA G.C. et RUNNALS O.J.C.
Can. J. Phys. 34 959 (1956)
SHIFF E.S. et EDGE P.D.
Phil. Mag. 46 640 (1955)
BOOK G. et HURST G.
Proc. Roy. Soc (London) 161 A 248 (1937)

23. DIVEN MARTIN TASCHEK TERRELL
Phys. Rev. 101 1012 (1956)
24. JOHNSON GALONSKY et ULRICH
Phys. Rev. 109 1243 (1958)
25. RICHMOND F.
Progress in Nucl. Energy 2 165 (1958)
26. MICKLIN P.L.
Nucl. Instr. 1 335 (1958)
27. DOROFEEV G.A. et Y.P. DROBYNIN
J. Nuclear Energy 5 217 (1957)
28. FAISSNER and AL
Nucl. Instr. Meth. 289 (1963)
GIBBONS and AL
Phys. Rev. 121 2 182 210 (1961)
BOLLINGER and THOMAS
Rev. Sci. Instr. 489 (1957) et 137 (1962)
29. LADU PELLICIONI E. ROTONDI
Nucl. Instr. Meth. 173-4 (1965)
MARTIN J.P. LEVEQUE R.J.P. and AL
Nucl. Instr. Meth. 297 304 (1966)
30. MIWA H. et T. TOHAYAMA
Nucl. Elect. Tome 2
Conf. Proc. Belgrade 241
31. SCHMITT H.W.
Nucl. Phys. 20 202 (1960)
32. MEDVEČEK L.L.
Acta. Phys. Acad. Sci. Hungar 6 621
COCHRAN R.C. and K.M. FENBY
Rev. Sci. Instr. 26 757 (1955)

33. HESS W.N.
Ann. Phys. 6 115 (1959)
34. GANDY A.
Préparation et étalonnage de sources radioactives de
référence - I.A.E.A. Monographie 14 p. 85
35. LANGMANN H.J. et O. MEYER
Nucl. Inst. Meth. 30 (1964) 135
36. THEUSS R.B. W.I. MC GARRY and L.A. BEACH
Nucl. Phys. 273 289 (1966)

